



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

ANALÝZA NADZVUKOVÉHO PROUDĚNÍ V EXPERIMENTÁLNÍ KOMOŘE PŘI VLOŽENÍ TLAKOVÝCH A TEPLOTNÍCH SOND

ANALYSIS OF SUPERSONIC FLOW IN EXPERIMENTAL CHAMBER BY INSERTION OF PRESSURE
AND TEMPERATURE PROBES

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Pavla Šabacká

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2020

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektrotechnická výroba a materiálové inženýrství**

Ústav elektrotechnologie

Studentka: Bc. Pavla Šabacká

ID: 160539

Ročník: 2

Akademický rok: 2019/20

NÁZEV TÉMATU:

Analýza nadzvukového proudění v experimentální komoře při vložení tlakových a teplotních sond

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s problematikou měření teploty a tlaku v režimu nadzvukového proudění s ohledem na rázové vlny a jejich vlivu na změnu tlaku ovlivňující měření. Seznamte se s fyzikou jednorozměrového proudění s možností aplikace na daný problém. Připravte objemový model experimentální komory s variantami vložení tlakových a teplotních sond pro systém Ansys Fluent. Seznamte se se systémem Ansys Fluent.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle doporučení vedoucího práce.

Termín zadání: 3.2.2020

Termín odevzdání: 19.5.2020

Vedoucí práce: doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.
předseda oborové rady

Abstrakt

Pro nadzvukový režim proudění, který při vnitřním proudění vzniká za clonkou oddělující dva prostory s velkým tlakovým spádem, je charakteristickým jevem kritické proudění. V případě kritického proudění za clonkou vzniká oblast nadzvukového proudění se sníženým tlakem zakončeným rázovou vlnou se skokovou změnou stavových veličin. Při diagnostice veličin rychlosti, která je získávána z hodnot statického a celkového tlaku, je vzhledem ke změnám způsobeným průchodem rázové vlny nutná korekce diagnostikovaných veličin získaných měřením pomocí matematických vztahů zohledňující dané fyzikální jevy.

Klíčová slova

EREM, Statický tlak, Celkový tlak, Dynamický tlak, Recovery Factor, Diferenciálně čerpaná komora, Pitotova trubice.

Abstract

For the supersonic flow mode, which occurs in the internal flow behind the aperture separating two spaces with a large pressure drop, the critical flow is a characteristic phenomenon. In the case of critical flow behind the aperture, a supersonic flow area with reduced pressure ending with a shock wave with a step change in state variables is created. When diagnosing velocities, which are obtained from the values of static and total pressure, due to the changes caused by the shock wave passage, correction of the diagnostic quantities obtained by measuring by means of mathematical relations taking into account the physical phenomena is necessary.

Keywords

ESEM, Static Pressure, Total Pressure, Dynamic Pressure, Recovery Factor, Differentially Pumped Chamber, Pitots Tube.

Bibliografická citace

ŠABACKÁ, Pavla. *Analýza nadzvukového proudění v experimentální komoře při vložení tlakových a teplotních sond*. Brno, 2020. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/126865>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D..

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji diplomovou práci na téma „Analýza nadzvukového proudění v experimentální komoře při vložení tlakových a teplotních sond“ jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením projektu jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nepovoleným způsobem do cizích autorských práv osobních a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujícího autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 16.5.2020

.....

Podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Mgr. Jiřímu Maxovi, Ph.D. za trpělivost, ochotu pomoci, výbornou komunikaci a další cenné rady při zpracování diplomové práce. Dále mu také velmi děkuji za dlouhodobé vedení mé odborné činnosti na Ústavu Elektrotechnologie FEKT VUT jako Pomocná vědecká síla a přípravu na budoucí profesní život.

V Brně 16.5.2020

.....
Podpis autora

Diplomová práce je součástí mé dlouhodobé účasti na daném výzkumu na pozici Pomocné vědecké síly na Ústavu Elektrotechnologie FEKT VUT a ÚPT AVČR. Tímto těmto ústavům děkuji za tuto možnost. Výsledky mé práce jsou dlouhodobě publikovány v odborných člancích (ve starších člancích jsem publikovala ještě pod dívčím jménem Hlavatá).

BAYER, R.; MAXA, J.; ŠABACKÁ, P. POWER STABILITY AND EFFECTIVITY OF PHOTOVOLTAIC PANELS MOUNTED ON SIDES OF A SHIP. In *40. Nekonvenční zdroje elektrické energie*. 1. Česká Republika: Tribun EU s.r.o., 2019. s. 6-9. ISBN: 978-80-02-02858-1.

VYROUBAL, P.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; MAČÁK, M. MODELOVÁNÍ PROUDĚNÍ VĚTRU KRAJINOU. In *40. Nekonvenční zdroje elektrické energie*. Vémyslice: Tribun EU, 2019. s. 128-131. ISBN: 978-80-02-02858-1.

ŠABACKÁ, P.; MEIXNEROVÁ, K.; HORÁK, V.; KOSEK, J. INFLUENCE OF THERMAL CONDITIONS IN A QUARRY ON THE LOCAL CLIMATE. In *Quality-Access to Success. Quality - Access to Success*. Bucharest: SRAC - Societatea Romana Pentru Asigurarea Calitatii, 2019. s. 229-234. ISSN: 1582-2559.

Hlavata, P.; Maxa, J. FLOW ANALYSIS OF THE PRESSURE DISTRIBUTION IN THE EXPERIMENTAL CHAMBER OF THE DIFFERENTIAL PUMPING. *Annals of Petrosani University - Mechanical Engineering* -, 2019, roč. 20, č. 1, s. 33-40. ISSN: 1454-9166.

MAXOVÁ, A.; ŠABACKÁ, P.; MAXA, J. Comparison of the solver setting in Ansys Fluent system. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 20th ABAF*. 1. Brno: Brno University of Technology, 2019. s. 187-190. ISBN: 978-80-214-5774-4.

ŠABACKÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Comparative analysis of inserted temperature probe in the differentially pumped. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 20th ABAF*. 1. Brno: Brno University of Technology, 2019. s. 183-186. ISBN: 978-80-214-5774-4.

BAYER, R.; ŠABACKÁ, P.; VYROUBAL, P.; MAXA, J. Design of the proper shape of the aperture for optic measuring methods in experimental chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 20th ABAF*. 1. Brno: Brno University of Technology, 2019. s. 191-194. ISBN: 978-80-214-5774-4.

ŠABACKÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Correction of the supersonic flow impact on the results of the inserted temperature probe in the differentially pumped chamber. In *ABAF 20th issue of ECS Transactions*. 2019. s. 100-105. ISBN: 978-80-214-5109-4.

BAYER, R.; ŠABACKÁ, P.; VYROUBAL, P. Design of suitable aperture shape for optical measurement methods in experimental chamber. In *ABAF 20th issue of ECS Transactions*. 2019. s. 15-21. ISBN: 978-80-214-5109-4.

MAXOVÁ, A.; ŠABACKÁ, P.; MAXA, J. Comparison of the Ansys Fluent system solvers for the possibility of supersonic flow solving at the low pressures. In *ABAF 20th issue of ECS Transactions*. 2019. s. 32-37. ISBN: 978-80-214-5109-4.

VYROUBAL, P.; ŠIMONOVÁ, L.; HLAVATÁ, P.; MAXA, J. Numerical Model of the Simple Thermophotovoltaic Structure. In *ECS Transactions*. *ECS Transactions*. 2018. s. 50-61. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

BAYER, R.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. SUPERSONIC FLOW MEASUREMENT WITHIN A LOW-PRESSURE AREA. In *Proceedings of the 24th Conference STUDENT EEICT 2018*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2018. s. 564-568. ISBN: 978-80-214-5614-3.

MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Analysis of the Impact of the Conic Aperture in the Differentially Pumped Chamber. *Advances in Military Technology*, 2018, č. 1, s. 50-61. ISSN: 1802-2308.

MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Using the ideal and real gas model for the mathematical – physics analysis of the experimental chamber. In *ECS Transactions*. *ECS Transactions*. 2018. s. 50-61. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

VYROUBAL, P.; KAZDA, T.; HLAVATÁ, P. Finite Element Approach of Lithium Ion Battery Thermal Stress. In *ECS Transactions*. *ECS Transactions*. 2018. s. 50-61. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Flow evaluation in the experimental chamber for supersonic flow in low pressures. In *ECS Transactions*. *ECS Transactions*. 2018. s. 50-56. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Comparative analysis of ideal and real gas in pumping of the experimental chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 19th ABAF*. Brno: Brno University of Technology, 2018. s. 50-53. ISBN: 978-80-214-5651-8.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Mathematical - physics evaluation of the flow in the experimental chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 19th ABAF*. Brno: Brno University of Technology, 2018. s. 54-57. ISBN: 978-80-214-5651-8.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Design of the conic static probe tip of the Pitot's tube in experimental chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 19th ABAF*. Brno: Brno University of Technology, 2018. s. 58-61. ISBN: 978-80-214-5651-8.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VYROUBAL, P. Analysis of Pitot tube static probe angle in the experimental chamber conditions. In *ECS Transactions*. *ECS Transactions*. 2018. s. 50-56. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; VYROUBAL, P. Impact of the shape of the differentially pumped chamber on critical flow character. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 317-322. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

HÁJKOVÁ, V.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the pressure layout in the differential pumped chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 329-336. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

LEPLTOVÁ, K.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the velocity layout in the differential pumped chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 323-328. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. Modelling and simulation of a velocity field within supersonic flows in low-pressure areas. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 311-316. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; VYROUBAL, P. Impact of the shape of the differentially pumped chamber on critical flow, character. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 161-163. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

HÁJKOVÁ, V.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the pressure, layout in the differential pumped chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 158-160. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

LEPLTOVÁ, K.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the velocity, layout in the differential pumped chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cell - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 151-153. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. Modelling and simulation of a velocity field within supersonic flows in low- pressure areas. In *Advanced Batteies Accumalators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 147-150. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. INFLUENCE BOUNDARY LAYER IN THE DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER. In *Proceedings of the 23rd Conference STUDENT EEICT 2017*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2017. s. 496-500. ISBN: 978-80-214-5496- 5.

HLAVATÁ, P.; BAYER, R. THE IMPACT OF CRITICAL FLOW IN DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER. In *Proceedings of the 23rd Conference STUDENT EEICT 2017*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2017. s. 105-107. ISBN: 978-80-214-5496- 5.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; LEPLTOVÁ, K.; BAYER, R. Influence of Critical Flow in the Differentially Pumped Chamber AQUASEM. *Advances in Military Technology*, 2017, č. 2, s. 301-310. ISSN: 1802-2308.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P. Comparison of Results obtained using Different Turbulence Models in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2016. s. 259-266. ISBN: 978-80-214-5109- 4. ISSN: 1938-5862.

MAXA, J.; BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P.; LEPLTOVÁ, K. Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. *Advances in Military Technology*, 2016, roč. 11, č. 2, s. 143-150. ISSN: 1802-2308.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Analysis of the Gas Flow in the Specimen Chamber of the Environmental Scanning Electron Microscope. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 17th ABAF*. Brno: 2016. s. 161-163. ISBN: 978-80-214-5384- 5.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P. Comparison of Results obtained using Different Turbulence Models in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 17th ABAF*. Brno: 2016. s. 164-166. ISBN: 978-80-214-5384- 5.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Analysis of the Gas Flow in the Specimen Chamber of the Environmental Scanning Electron Microscope. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2016. s. 267-273. ISBN: 978-80-214-5109- 4. ISSN: 1938-5862.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; MAXA, J. Comparison of Results obtained using Monte Carlo and ANSYS Fluent in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *Proceedings of the 22 Conference STUDENT EEICT 2016*. 2016. s. 600-604. ISBN: 978-80-214-5350- 0.

VYROUBAL, P.; HLADKÝ, D.; HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VANĚK, J. Využití odpadního tepla fotovoltaických panelů. In *36. Nekonenční zdroje elektrické energie*. 2015. s. 50-53. ISBN: 978-80-02-02593- 1.

VYROUBAL, P.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; HLADKÝ, D. Concentrator Photovoltaic Cells in Practice – Family House Heating. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2015. s. 223-228. ISSN: 1938- 5862.

LEPLTOVÁ, K.; MAXA, J.; NEDĚLA, V.; VYROUBAL, P.; VACULÍK, S.; HLAVATÁ, P. Analysis of the gas flow. In *Workshop of Interesting Topics of SEM and ESEM*. Mikulov: Brno: Tribun EU s. r. o., 2014. s. 46-48. ISBN: 978-80-87441-12- 1.

MAXA, J.; NEDĚLA, V.; LEPLTOVÁ, K.; VYROUBAL, P.; VACULÍK, S.; HLAVATÁ, P. Use systems for the analysis of gas flow. In *Workshop of Interesting Topics of SEM and ESEM*. Mikulov: Brno: Tribun EU s. r. o., 2014. s. 42-45. ISBN: 978-80-87441-12- 1.

Obsah

ABSTRAKT	3
KLÍČOVÁ SLOVA.....	3
ABSTRACT	3
KEYWORDS	3
BIBLIOGRAFICKÁ CITACE.....	4
PROHLÁŠENÍ.....	5
PODĚKOVÁNÍ.....	6
1 STRUČNÝ PŘEHLED ELEKTRONOVÉ MIKROSKOPIE	14
1.1 PROZAŘOVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (TEM)	14
1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (REM)	15
1.3 EREM	16
1.3.1 Vakuový systém mikroskopu.....	18
1.4 DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÁ KOMORA	19
2 KRITICKÉ PROUDĚNÍ	21
2.1 TEPLITNÍ PARABOLA.....	22
2.2 TLAKOVÁ HORA	23
2.3 MACHOVO ČÍSLO.....	25
2.4 HUGONIOTŮV TEORÉM.....	25
2.4.1 $M > 1$ – nadzvukové proudění.....	26
3 ANSYS FLUENT	27
4 METODA KONEČNÝCH OBJEMŮ.....	29
4.1 PROSTOROVÉ PRVKY METODY KONEČNÝCH OBJEMŮ	29
4.2 POUŽITÁ MESH.....	29
4.3 NASTAVENÍ ŘEŠIČE.....	29
4.3.1 Pressure-based solver segregovaný	29
4.3.2 Pressure-based solver couple.....	30
4.3.3 Density-based	30
4.4 DISKRETIZACE.....	30
4.5 TURBULENCE	31
5 DR. DANILATOS	33
6 SROVNÁNÍ METOD MONTE CARLO A MECHANIKY KONTINUA.....	35
6.1 KNUDSENOVO ČÍSLO.....	35
6.2 NORMALIZED NUMBER DENSITY	37
6.3 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ.....	37
7 EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA.....	43
8 DIAGNOSTIKA RYCHLOSTI PROUDĚNÍ PLYNU	45
8.1 NESTLAČITELNÝ REŽIM	46
8.2 PODZVUKOVÝ STLAČITELNÝ REŽIM.....	46
8.3 NADZVUKOVÝ STLAČITELNÝ REŽIM	47
9 ANALÝZA PROUDĚNÍ V EXPERIMENTÁLNÍ KOMOŘE.....	48

10 SPECIFIKUM SONDY PRO STATICKÝ TLAK.....	55
10.1 PRAKTICKÁ UKÁZKA ŘEŠENÍ KUŽELE U STATICKÉ SONDY.....	57
11 SNÍMÁNÍ STATICKÉHO TLAKU PODLE PRANDTLOVY TEORIE.....	58
12 SPECIFIKUM SONDY PRO CELKOVÝ TLAK	64
13 MĚŘENÍ TEPLoty	66
14 ZÁVĚR	67
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	68

Seznam obrázků

OBR. 1.1 SCHÉMATICKE ZNÁZORNĚNÍ ČINNOSTI A HLAVNÍCH PRVKŮ REM.....	15
OBR. 1.2 PŮVODNÍ VARIANTA ELEKTRONOVÉHO MIKROSKOPU.....	16
OBR. 1.3 VARIANTA S DIFERENCIÁLNĚ ČERPANOU KOMOROU.....	17
OBR. 1.4 SCHÉMA DVOUSTUPŇOVÉHO SYSTÉMU DIFERENČNÍHO ČERPÁNÍ PRO EREM [6].....	18
OBR. 1.5 2D SCHÉMA ŘEŠENÉHO MIKROSKOPU	19
OBR. 1.6 ZVĚTŠENÍ OBLASTI PRŮCHODU PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	20
OBR. 2.1 VLIV KRITICKÉHO PROUDĚNÍ.....	21
OBR. 2.2 KRITICKÝ TLAKOVÝ POMĚR	22
OBR. 2.3 TEPLOTNÍ PARABOLA.....	22
OBR. 2.4 TEPLOTNÍ HORA	23
OBR. 2.5 ZÁVISLOST HUSTOTY NA RYCHLOSTI.....	23
OBR. 2.6 ZÁVISLOST PRŮTOČNÉHO PRŮŘEZU NA RYCHLOSTI.....	24
OBR. 2.7 LAVALOVA DÝŽA	25
OBR. 4.1 PRVKY MKO [1].....	29
OBR. 4.2 METODY ŘEŠENÍ ROVNIC	30
OBR. 4.3 INTERPOLAČNÍ SCHÉMATA.....	32
OBR. 5.1 GERASIMOS DANILATOS.....	33
OBR. 6.1 ROZLOŽENÍ KNUDSENOVA ČÍSLA V EXPERIMENTÁLNÍ KOMOŘE.....	36
OBR. 6.2 ROZLOŽENÍ TLAKU V DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÉ KOMOŘE ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO.....	37
OBR. 6.3 ROZLOŽENÍ HUSTOTY ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO.....	38
OBR. 6.4 ROZLOŽENÍ HUSTOTY ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO (VLEVO) A METODOU MECHANIKY KONTINUA (VPRÁVO).....	38
OBR. 6.5 ROZLOŽENÍ HUSTOTY ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO (VLEVO) A METODOU MECHANIKY KONTINUA (VPRÁVO).....	39
OBR. 6.6 ROZLOŽENÍ HUSTOTY ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO (VLEVO) A METODOU MECHANIKY KONTINUA (VPRÁVO).....	39
OBR. 6.7 ROZLOŽENÍ HUSTOTY ZÍSKANÉ METODOU MONTE CARLO (VLEVO) A METODOU MECHANIKY KONTINUA (VPRÁVO).....	40
OBR. 6.8 ZÁVISLOST HUSTOTY ČÁSTIC NA TEPLOTĚ A VZDÁLENOSTI MEZI CLONAMI.	41
OBR. 6.9 ZÁVISLOST RYCHLOSTI A MACHOVA ČÍSLA NA VZDÁLENOSTI MEZI CLONAMI.	41
OBR. 6.10 PRŮBĚH RYCHLOSTI A TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	42
OBR. 7.1 PŘIPRAVOVANÁ EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA	43
OBR. 7.2 PRŮZORY PRO SLEDOVÁNÍ MĚŘENÉHO MÍSTA.....	44
OBR. 7.3 SONDY PRO MĚŘENÍ TLAKŮ A TEPLoty	44
OBR. 8.1 METODA MĚŘENÍ PITOTOVOU TRUBICÍ	45
OBR. 8.2 PODZVUKOVÝ STLAČITELNÝ REŽIM.....	46
OBR. 9.1 POHLED NA 2D MODEL EXPERIMENTÁLNÍ KOMORY.....	48

OBR. 9.2	ZVĚTŠENÝ POHLED S VYZNAČENÍM ZKOUMANÉ DRÁHY V OBLASTI DÝZY	48
OBR. 9.3	ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA.....	49
OBR. 9.4	PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA ZKOUMANÉ DRÁZE.....	49
OBR. 9.5	ROZLOŽENÍ STATICKÉHO TLAKU.....	50
OBR. 9.6	PRŮBĚH STATICKÉHO TLAKU NA ZKOUMANÉ DRÁZE.....	50
OBR. 9.7	ROZLOŽENÍ CELKOVÉHO TLAKU.....	51
OBR. 9.8	PRŮBĚH CELKOVÉHO TLAKU NA ZKOUMANÉ DRÁZE.....	51
OBR. 9.9	ROZLOŽENÍ TEPLoty.....	52
OBR. 9.10	PRŮBĚH CELKOVÉHO TLAKU NA ZKOUMANÉ DRÁZE.....	52
OBR. 9.11	ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	53
OBR. 9.12	PRŮBĚH RYCHLOSTI NA ZKOUMANÉ DRÁZE.....	53
OBR. 9.13	ROZLOŽENÍ GRADIENTU TLAKU.....	54
OBR. 10.1	TAYLOR-MCCALL TEORIE	55
OBR. 10.2	ZÁVISLOST MACHOVA ČÍSLA NA ÚHLU KUŽELE SONDY [11].....	56
OBR. 10.3	KALKULÁTOR TEORIE JEDNO ROZMĚROVÉHO PROUDĚNÍ.....	56
OBR. 10.4	ROZLOŽENÍ STATICKÉHO TLAKU – ŠIKMÁ RÁZOVÁ VLNA	57
OBR. 10.5	ŠIKMÁ RÁZOVÁ VLNA (VLEVO) A KOLMÁ RÁZOVÁ VLNA (VPRAVO)	57
OBR. 11.1	TVAR KUŽELOVÉ LAVALOVY DÝZY PRO VYUŽITÍ PRANDTLOVY TEORIE.....	58
OBR. 11.2	TYPY LAVALOVÝCH DÝZ	59
OBR. 11.3	SNÍMANÉ BODY	60
OBR. 11.4	TVAR NAVRŽENÉ LAVALOVY DÝZY	62
OBR. 11.5	ROZLOŽENÍ STATICKÉHO TLAKU PODLE PRANDTLOVY TEORIE.....	63
OBR. 11.6	SROVNÁNÍ STATICKÉHO TLAKU PODLE PRANDTLOVY TEORIE	63
OBR. 12.1	MEZNÍ VRSTVA.....	65
OBR. 12.2	UKÁZKA ROZLOŽENÍ CELKOVÉHO TLAKU PRO SNÍMANÝ BOD 6	65
OBR. 13.1	ROZLOŽENÍ TEPLoty	66

SEZNAM TABULEK

TABULKA 11.1	HODNOTY V KRITICKÉM A VÝSTUPNÍM PRŮŘEZU	61
TABULKA 11.2	SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ SYSTÉMU ANSYS S TEORIÍ JEDNO ROZMĚROVÉHO PROUDĚNÍ	61
TABULKA 12.1	SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ ANSYS S TEORIÍ JEDNOROZMĚROVÉHO PROUDĚNÍ	64
TABULKA 13.1	SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ SYSTÉMU ANSYS S TEORIÍ	66

Úvod

Na Ústavu elektrotechnologie ve spolupráci s Ústavem přístrojové techniky Akademie věd probíhá výzkum v oblasti environmentální elektronové mikroskopie. Součástí výzkumu je oblast čerpání vakuových komor, především čerpání diferenciálně čerpané komory a komory vzorku, které jsou odděleny clonkou malého průměru, což způsobuje vznik takzvaného kritického proudění v nadzvukovém režimu proudění zakončené rázovou vlnou. Rozložení tlaků a rázové vlny v dráze primárního svazku elektronů procházející diferenciálně čerpanou komorou má velký vliv na výslednou kvalitu zobrazení.

V současné době je vyráběna experimentální komora simulující stav proudění v oblasti clony mezi komorou vzorku a diferenciálně čerpanou komorou. Vzhledem k tomu, že je plánováno měření tlaků, rychlosti a teploty proudění v dané oblasti nadzvukového proudění v nízkých tlacích, bylo nutné provést matematicko-fyzikální analýzy dané komory pro určení finálního tvaru Lavalovy dýzy podle Prandtlovy teorie a vyhodnocení stavu proudění v dýze a za dýzou pro stanovení tvaru, umístění a tvar Pitotovy trubice a teploty.

Část výzkumu týkající se analýz statických sond pro mě, pod mým vedením, zpracovala středoškolská studentka Anna Maxová, kterou vedu v její práci, která byla mj. podána na Cenu Učené Společnosti a školní konferenci EEICT 2019 a 2020. Další část týkající se Knudsenova čísla, byla pod mým vedením zpracována středoškolským studentem Jakubem Jenáčkem, jehož práce byla také podána na školní konferenci EEICT 2020. V práci je tak dále popsán mimo jiné i jejich podíl na výzkumu.

1 Stručný přehled elektronové mikroskopie¹

Slovo mikroskopie je odvozeno z řeckého mikros (malý) a skopeo (dívat se na, pozorovat). Optický mikroskop má zvětšení asi 1000x a umožňuje oku rozlišit objekty vzdálené navzájem o 0,0002 mm. Při dalším výzkumu a zdokonalování optického mikroskopu bylo zjištěno, že rozlišovací schopnost mikroskopu je omezena vlnovou délkou světla použitého pro osvětlení zkoumaného předmětu. Když později bylo objeveno, že urychlené elektrony se ve vakuu chovají jako světlo a mají vlnovou délku přibližně 100 000 x menší než světlo, byl vyvinut první elektronový mikroskop schopný dosáhnout mnohem většího rozlišení. Skleněné čočky v elektronovém mikroskopu nahradily elektromagnetické.

V roce 1931 tak vznikl první prozařovací (transmisní) elektronový mikroskop [1].

Elektronové mikroskopy můžeme rozdělit na dva druhy:

1.1 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

Prozařovací elektronový mikroskop je možné přirovnat k diaprojektoru, ve kterém je rozbíhající se svazek paprsků, který vychází ze světelného zdroje, upraven pomocí čoček kondenzoru na svazek rovnoběžných paprsků. Tento svazek prochází diapozitivem (objekt) a pak je čočkou objektivu zaostřen na projekční plochu jako zvětšený obraz [2].

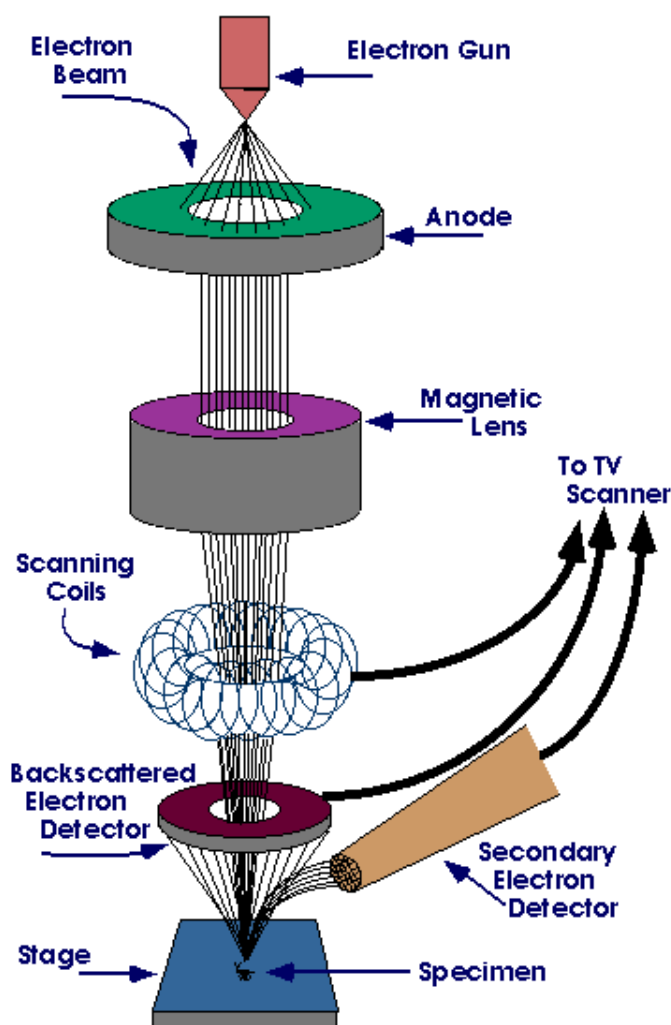
V elektronovém mikroskopu je světelný zdroj nahrazen zdrojem elektronů (žhavené wolframové vlákno ve vakuu), skleněné čočky jsou nahrazeny magnetickými a projekční plocha je nahrazena fluorescenčním stínítkem, které v místě dopadu elektronů vyzařuje světlo. Celá dráha elektronů je ve vakuu a preparát musí být velmi tenký, aby jím mohly elektrony

¹ Informace k této kapitole byly m.j. čerpány z prospektů firmy FEI company.

proniknout. Ne všechny preparáty však mohou být zhotoveny tak, aby byly dostatečně tenké pro TEM. Navíc existuje značný zájem o pozorování větších podrobností na povrchu preparátů. Při prvních pokusech o zobrazení povrchu se preparát nastavoval téměř rovnoběžně s elektronovým svazkem, jenž dopadal na povrch pod velmi malým úhlem. Zobrazila se tak jen velmi omezená oblast vzorku se značným zkreslením. Tato metoda studia povrchů tak nenašla širšího uplatnění.

1.2 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

Pod pojmem skenovací (řádovací) elektronový mikroskop (REM) si lze představit přístroj, který postupně vytváří zvětšený obraz vzorku nikoliv optikou světelných paprsků, ale s využitím ostře fokusovaného svazku elektronů; tento dopadající svazek vyvolává fyzikální signál, který je teprve zdrojem informací o místě dopadu primárního elektronového svazku na povrch vzorku [3]. Elektronový svazek je tedy jakousi sondou, která se pohybuje po povrchu vzorku a dává vznik signálu, jenž nese informace o charakteristikách místa vzorku, po kterém tento svazek přešel. Princip činnosti skenovacího elektronového mikroskopu (REM) je schematicky znázorněn na (obr 1.1).



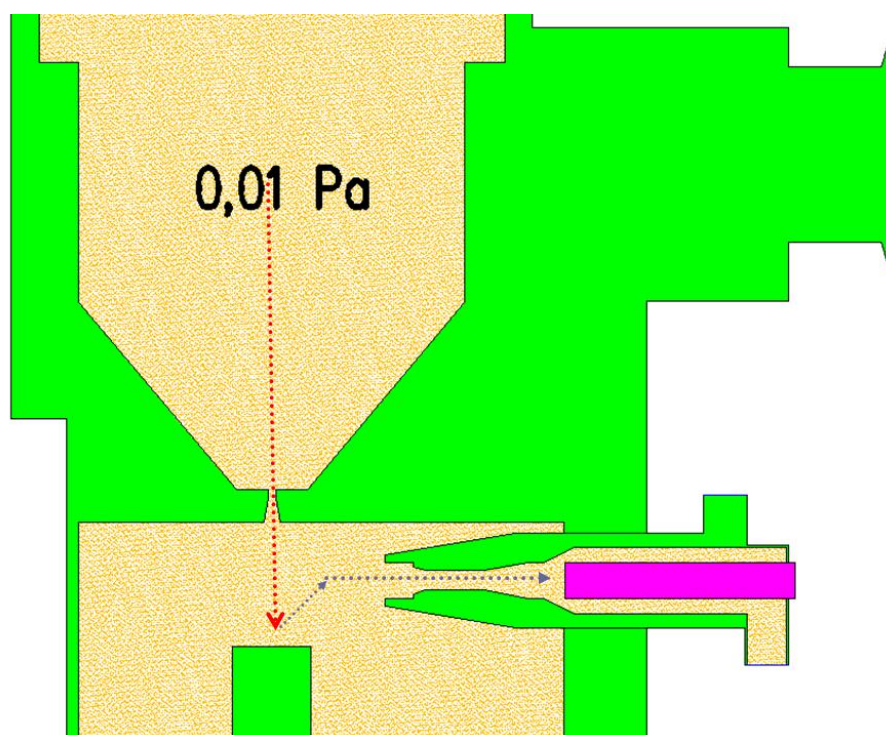
Obr. 1.1 Schématické znázornění činnosti a hlavních prvků REM²

² <http://barrande.nm.cz/index.php?p=6>

Elektrony emitované wolframovou katodou jsou urychlovány kladným napětím na anodě a vytvářejí primární svazek, který je elektromagnetickými čočkami zaostřen na povrch sledovaného vzorku. Vychylovací cívky řádkovacího systému umožňují, aby tento svazek bod po bodu a řádek po řádku systematicky přejížděl (řádkoval (scanoval)) vymezenou, zpravidla čtvercovou plošku, podobným způsobem, jaký se používá v televizní technice. S pohybem primárního elektronového svazku je synchronizován pohyb elektronového svazku obrazovky mikroskopu. Jas obrazovky je potom modulován intenzitou signálu ze snímacího detektoru, odpovídající jednotlivým bodům dopadu primárního svazku. Kontrast na obrazovce se tedy vytváří jako výsledek rozdílné intenzity signálu v jednotlivých bodech dopadu primárního svazku. Zvětšení je dáno poměrem strany obrazovky k délce úseku řádkovaného na povrchu vzorku. V závislosti na druhu zpracovávaného signálu (druhu detektoru) je možno získat informace nejen o povrchové topografii útvarů vytvářejících povrchový reliéf, ale také o lokálních změnách v chemickém složení, a o některých dalších fyzikálních vlastnostech vzorku [4].

1.3 EREM

Nevýhodou elektronového mikroskopu je skutečnost, že elektrony nemohou procházet prostředím s atmosférickým tlakem, neboť by docházelo k srážkám těchto elektronů s molekulami plynu. Kvůli této nevýhodě není možné pozorovat vlhké vzorky, které ve vakuu okamžitě vysychají (obr. 1.2). Jak bylo zmíněno výše, vzorky pro běžnou REM musí být čisté, suché, elektricky vodivé a musí snést vakuum.³

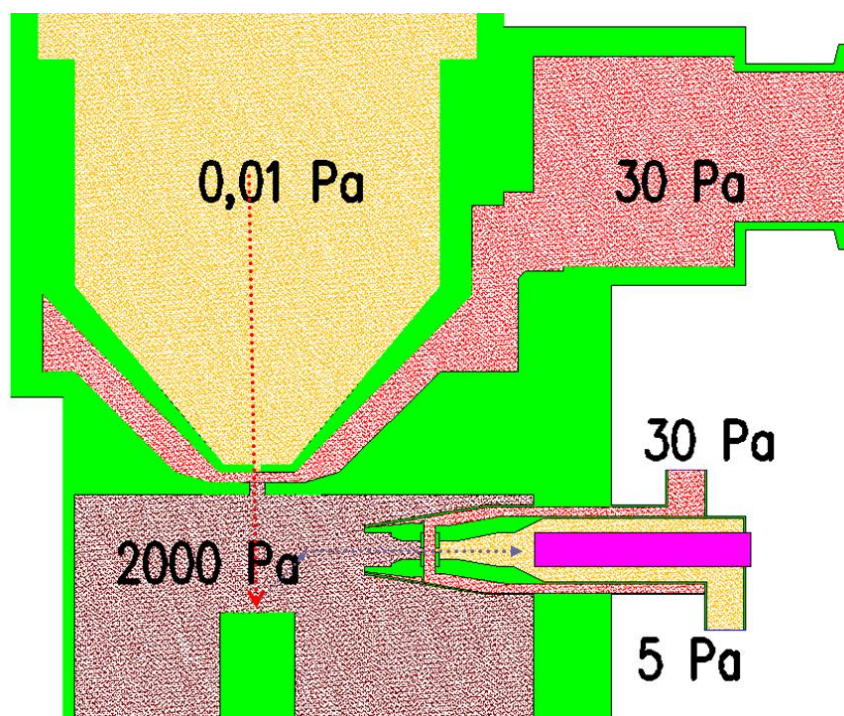


Obr. 1.2 Původní varianta elektronového mikroskopu.

³ Informace do této kapitoly byly čerpány m.j. [5]

Proto byl nedávno vyvinut Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM), který umožňuje udržovat v komoře vzorku tlak až 2000 Pa. Tento mikroskop se od běžného elektronového mikroskopu liší přidáním **diferenciálně čerpané komory** s tlakem cca 30 Pa (obr. 1.3). Tato komora odděluje prostor vakua od prostoru s 2000 Pa.

Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie představuje jeden z posledních vývojových trendů mikroskopických metod.



Obr. 1.3 Varianta s diferenciálně čerpanou komorou

Toto jedinečné řešení umožňuje sledovat i problematické vzorky. Příkladem takových vzorků jsou vlněné nebo bavlněné tkaniny, kosmetické přípravky, tuky a emulze (např. margarín). EREM je posledním vývojovým stádiem REM, přičemž konstrukčně vycházejí obě technologie ze stejného základu. Liší se pouze zmíněným **oddělením vakuového prostředí v tubusu** mikroskopu od prostředí **komory vzorku** s vyšším tlakem pomocí komory diferenciálního čerpání – **diferenciálně čerpané komory**, jejíž konstrukce bude popsána v následující kapitole.

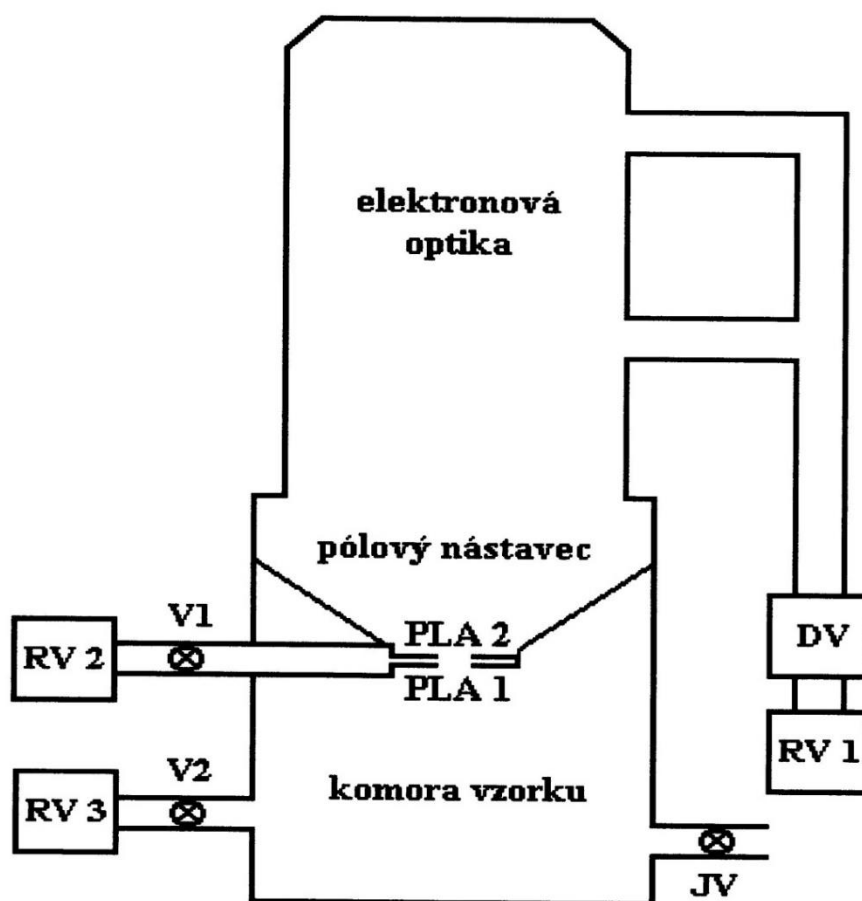
V důsledku vysokého tlaku plynu v komoře vzorku environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (EREM) dochází ke zvýšenému počtu interakcí elektronů s molekulami a atomy plynu. To má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Rozptyl primárních elektronů roste se zvyšujícím se tlakem plynu, pracovní vzdáleností a s klesajícím urychlovacím napětím svazku, a to má za následek zvětšení průměru stopy primárního elektronového svazku, což se projeví zhoršením rozlišovací schopnosti mikroskopu. To je ale více než kompenzováno tím, že vzorky mohou být pozorovány bez nutnosti jejich předchozí preparace, či výskytu nežádoucích nabíjecích artefaktů na jejich povrchu. [6]

Pro tlak v komoře vzorku EREM vyšší než 200 Pa se v důsledku ionizačních srážek atomů a molekul plynů s elektrony neprojevuje povrchový záporný náboj na izolačních vzorcích, neboť tento náboj je kompenzován kladnými srážkovými ionty. Kompenzace

elektrického náboje umožňuje pozorování elektricky nevodivých preparátů bez nutnosti pokrytí jejich povrchu elektricky vodivou vrstvou. Při vyšším tlaku plynů (nejlépe vodní páry) v komoře vzorku (více než 611 Pa pro 0 °C) lze pozorovat vzorky obsahující menší či větší množství vody. V ÚPT AVČR se proto snaží optimalizovat prostředí v komoře vzorku tak, aby získaná informace o pozorovaných vzorcích odpovídala jejich reálné povaze i v případě pozorování biologických vzorků s velmi jemnou a silně hydratovanou povrchovou strukturou.

1.3.1 Vakuový systém mikroskopu

Problematika vakua a rozdílných tlaků v jednotlivých částech mikroskopu je klíčovým konstrukčním požadavkem, na němž závisí funkce, ale i zásadní výhody a možnosti mikroskopu EREM. Zjednodušené schéma vakuového systému environmentálního mikroskopu, pracujícího s přímo žhavenou wolframovou katodou a komorou vzorku s tlaky řádově 10^{-3} Pa je na (obr. 1.4).



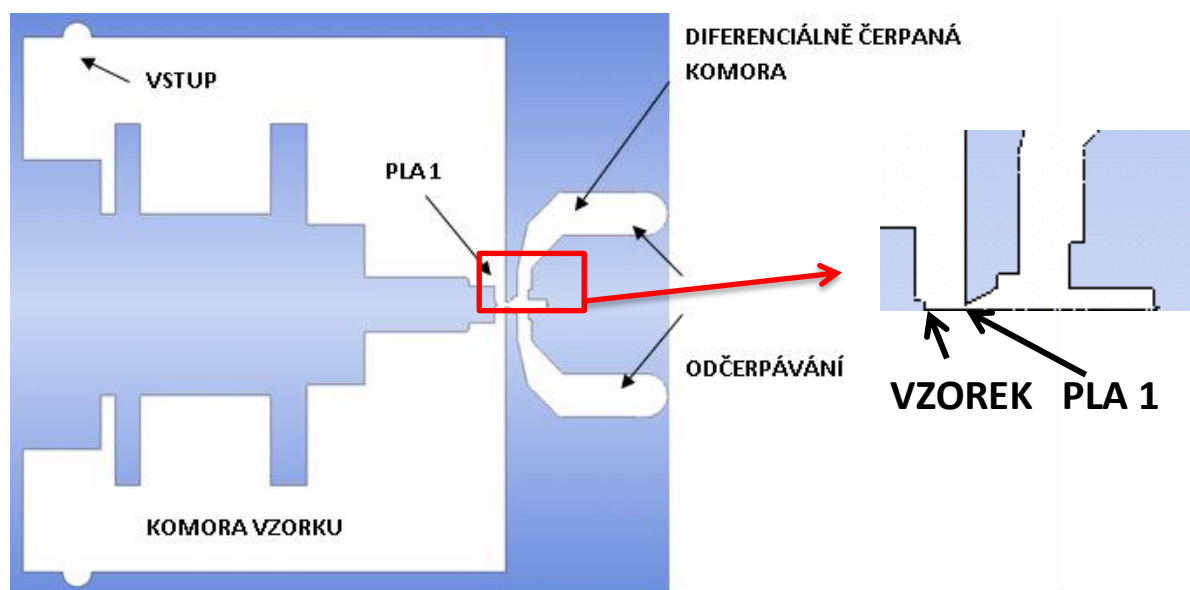
Obr. 1.4 Schéma dvoustupňového systému diferenčního čerpání pro EREM [6]

1.4 Diferenciálně čerpaná komora

Částí s nejnižším tlakem 10^{-3} Pa je **TUBUS – OBJEKTIV**, ve kterém se využívá vysoké napětí, aby generovalo a urychlovalo elektronový svazek. Velmi vysoké vakuum v celé části tubusu však také přispívá k bezproblémovému šíření tohoto svazku, jehož elektrony by mohly být rozptýleny molekulami vzduchu. Tubus mikroskopu je předčerpáván rotační vývěvou RV1 (obr. 1.4), zabezpečující funkční prostředí pro druhou vývěvu difúzní DV. Pomocí této vývěvy se dosáhne vhodného tlaku pro správnou funkci přímo žhavené wolframové katody. Již zmíněný tlak 10^{-3} Pa, by však nebylo možné v tubusu mikroskopu EREM udržet bez použití dvou **TLAK OMEZUJÍCÍCH CLON**. Tyto clony s malými otvory umožní potlačit proudění plynu mezi jednotlivými prostory mikroskopu s rozdílnými tlaky a společně s účinným čerpáním těchto jednotlivých oblasti, přispívají k dosažení požadovaného spádu tlaků.

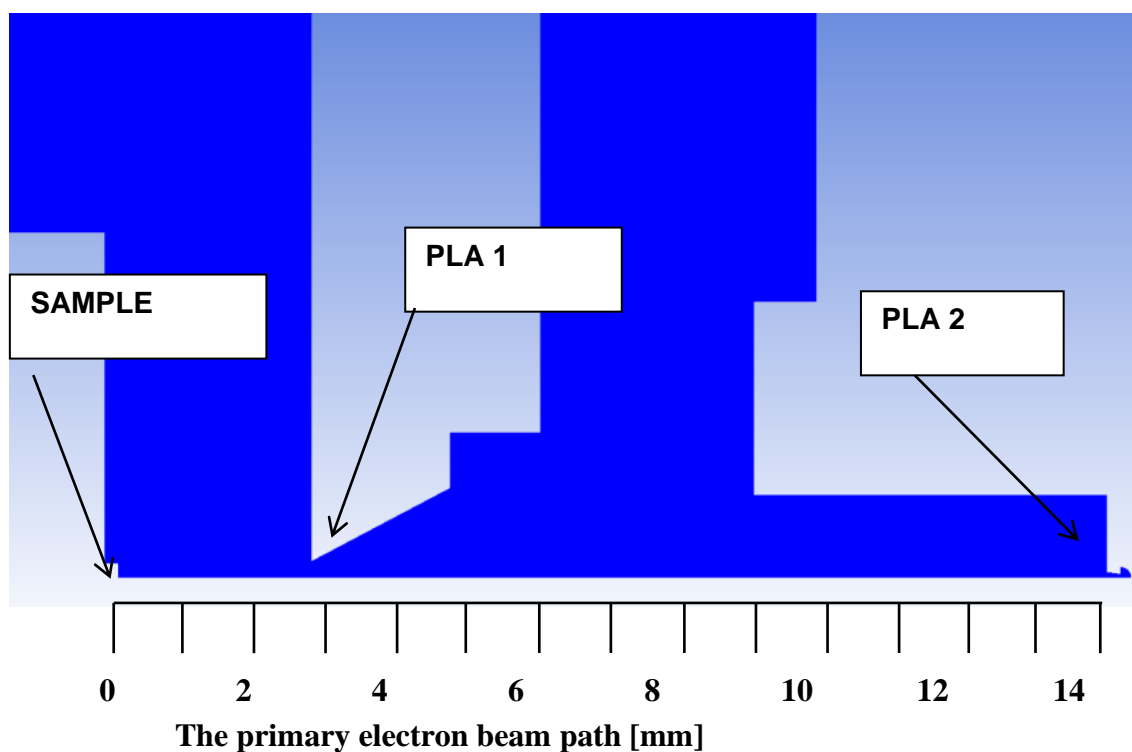
Prostor mezi ní a **CLONOU PLA1** bývá **nazýván DIFERENCIÁLNĚ ČERPANOU KOMOROU**, která je čerpána rotační nebo turbo molekulární vývěvou RV2 (obr. 1.4). Z důvodu velmi přísných požadavků na těsnost, je nutné minimalizovat průměry otvorů clon.

Částí environmentálního mikroskopu s nejvyšším tlakem, **JE KOMORA VZORKU**. Pracovního tlaku plynu se v tomto prostoru dosáhne ustanovením rovnováhy mezi připouštěním plynu a čerpáním komory rotační vývěvou RV3. Připouštění plynů do komory vzorku je zajištěno přes jehlový ventil JV.



Obr. 1.5 2D schéma řešeného mikroskopu

Na (obr. 1.5) je 2D schéma daného mikroskopu typu AQUASEM II., který je používán na ÚPT Brno AVČR pootočeného o 90 stupňů. Je zde řez tímto mikroskopem, komora vzorku, stůl se vzorkem a clona oddělující komoru vzorku od diferenciálně čerpané komory. Tuto zvětšeninu uvidíme dále.



Obr. 1.6 Zvětšení oblasti průchodu primárního svazku

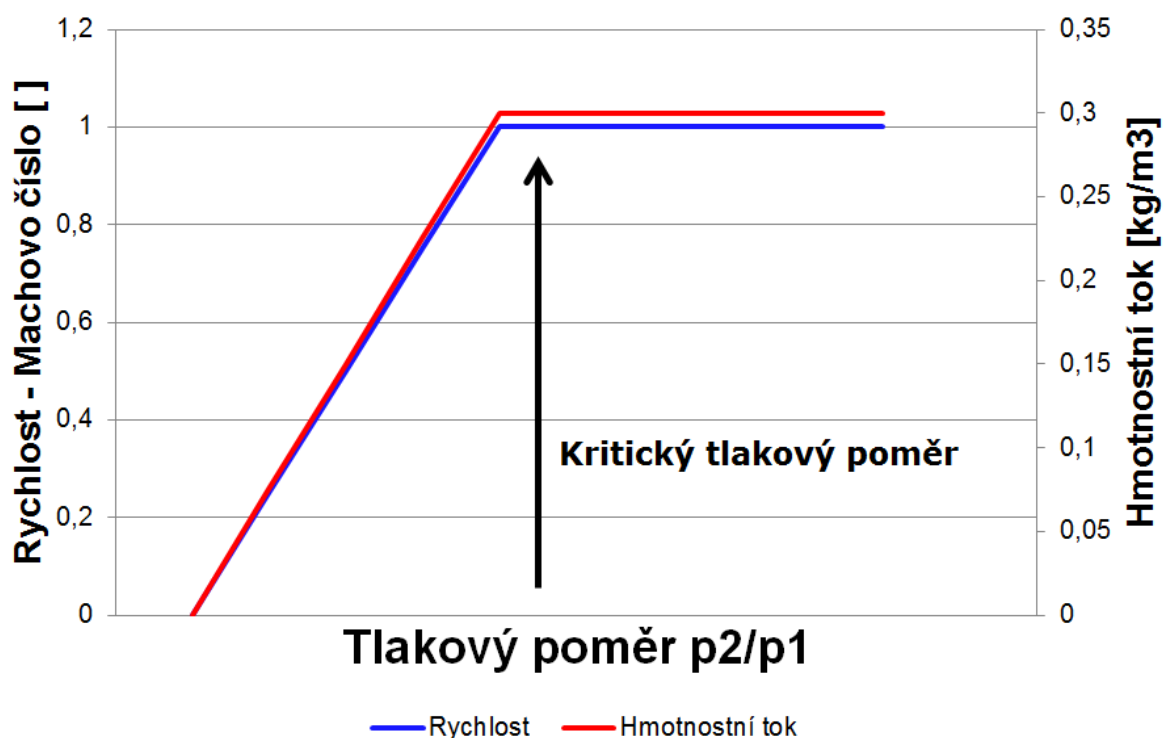
Významná a zkoumaná je dráha primárního svazku elektronů procházející od tubusu přes diferenciálně čerpanou komoru do komory vzorku na vzorek. Konstrukce tohoto tvaru vyžaduje co nejnižší průměrný tlak na této dráze, kvůli již zmiňovaným srážkám.

Uvedený popis elektronové mikroskopie byl svým obsahem především zaměřen na ty oblasti, kterými se tato předložená práce bude zabývat, a jejichž problematiku v oblasti proudění plynů bude řešit.

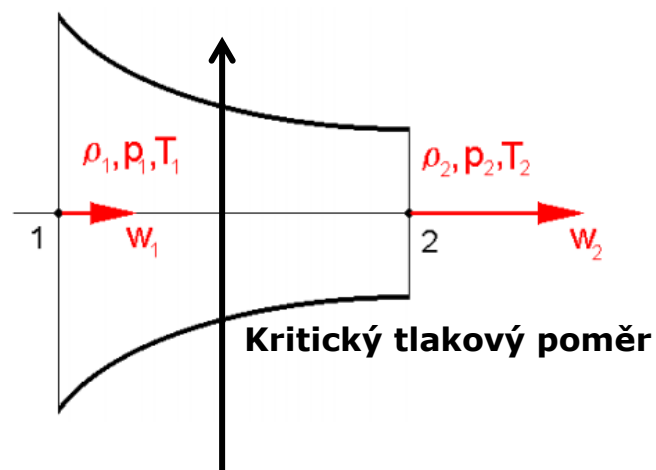
2 Kritické proudění

Jádrem problému, kolem kterého se práce soustřeďuje, je problematika kritického proudění.

Charakteristickým rysem diferenciálně čerpané komory, která je součástí EREM, jsou komory oddělené malou clonkou s velkým tlakovým rozdílem. Proudění ve clonkách má zvláštní fyzikální vlastnosti a odborně se nazývá kritické proudění. Při situaci, kdy na obou stranách clonky jsou rozdílné tlaky, vzniká proudění z oblasti většího tlaku směrem do komory s nižším tlakem. Čím vyšší rozdíl tlaků na obou stranách clonky je, tím vyšší rychlost proudění ve clonce vzniká. Tato úměra platí ale jen do momentu, kdy ve clonce plyn proudí rychlostí do 1 Mach. Tehdy dochází ke zmíněnému kritickému proudění, kdy vyšší rychlost, než je rychlost 1 Mach ve clonce nevznikne ani při dalším zvyšování rozdílu tlaků na obou stranách clonky. Také platí, že clonkou nemůže projít větší množství plynu za jednotku času než to množství, které prochází ve chvíli, kdy ve clonce plyn proudí rychlostí 1 Mach. Toto vyjadřuje (obr 2.1).



Obr. 2.1 Vliv kritického proudění



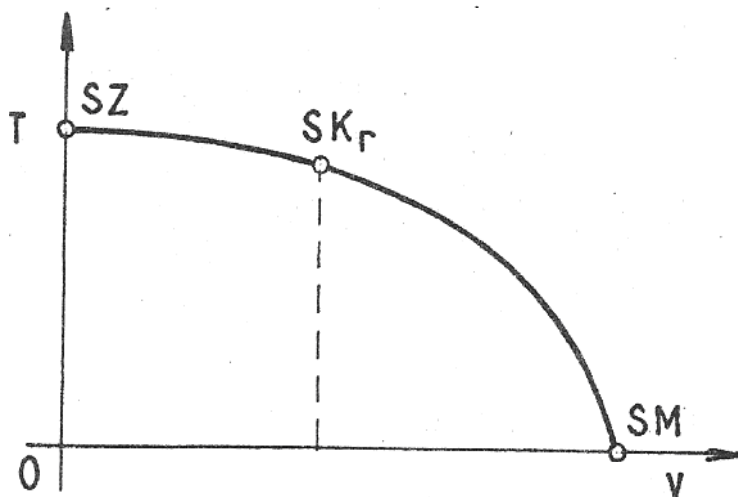
Obr. 2.2 Kritický tlakový poměr

Tyto skutečnosti nyní budou fyzikálně popsány [5].

2.1 Teplotní parabola

Z rovnice energie vyplývá průběh teploty v závislosti na rychlosti – takzvaná teplotní parabola.

Rovnice energie:
$$e = \frac{v^2}{2} + c_p T = c_p T_0 \quad (1)$$



SZ – stav zbrzdění

SK_r – stav kritický

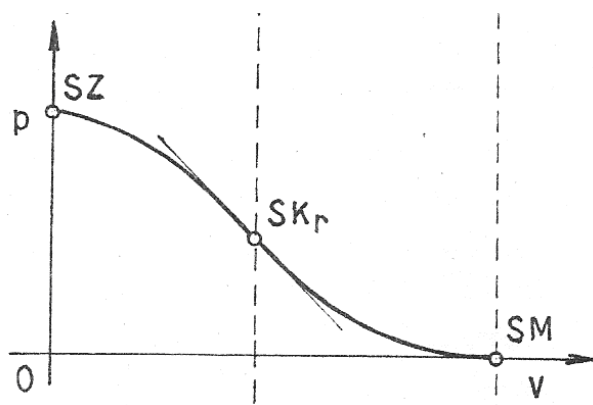
SM – stav mezní

Obr. 2.3 Teplotní parabola

2.2 Tlaková hora

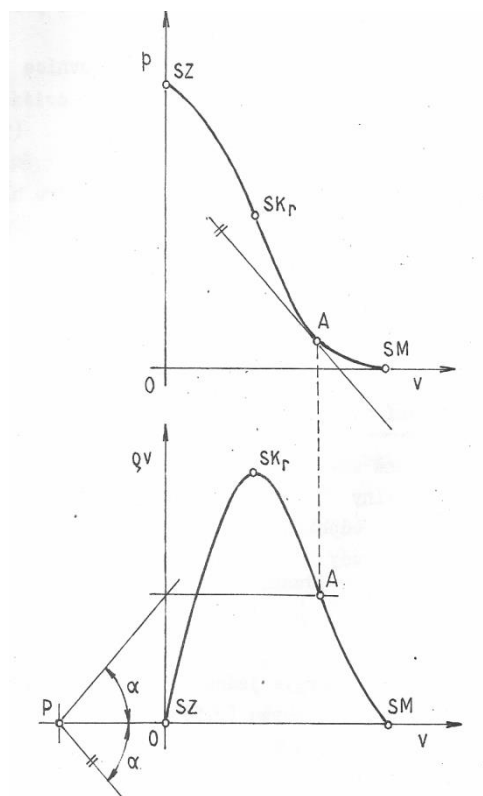
Z Bernouliho (pohybové) rovnice vyplývá závislost tlaku na rychlosti – tlaková hora.

Bernouliho rovnice:
$$e = \frac{v^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{p}{p_0} \right) = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \quad (2)$$



Obr. 2.4 Teplotní hora

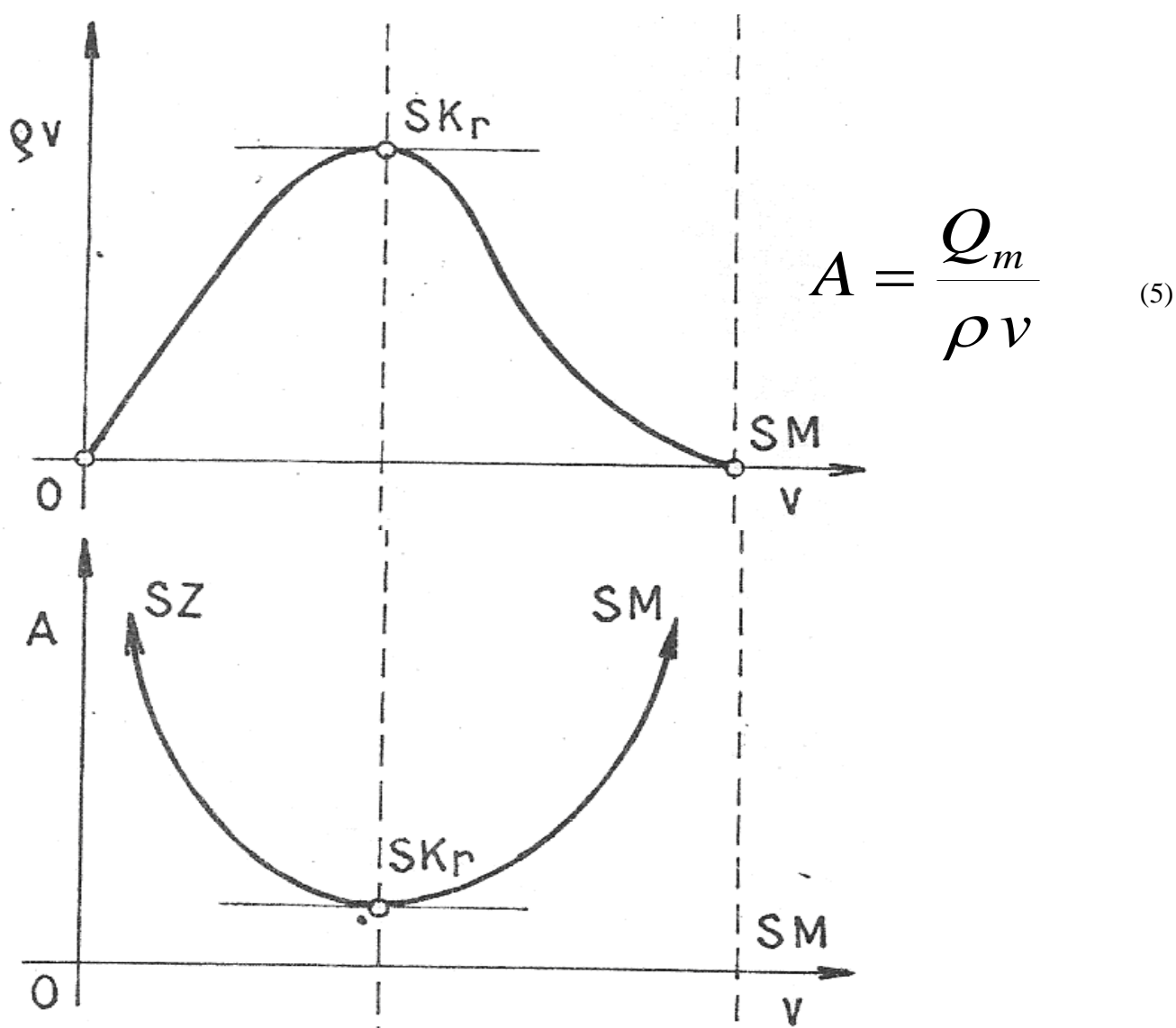
Derivace tlakové hory, tj. závislosti tlaku na rychlosti vede k závislosti hustoty proudu ρ_v na rychlosti v (obr. 2.5), případně průtočného průřezu A na rychlosti v , což vyplývá z rovnice spojitosti (obr. 2.6).



$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (3)$$

$$\rho v = - \frac{dp}{dv} \quad (4)$$

Obr. 2.5 Závislost hustoty na rychlosti



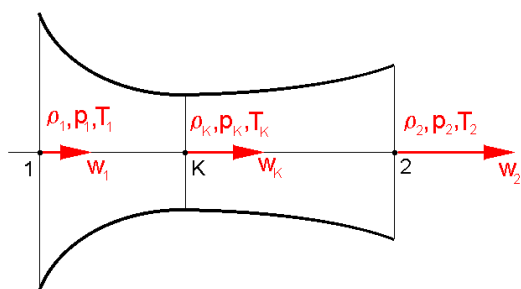
Obr. 2.6 Závislost průtočného průřezu na rychlosti.

Z uvedených skutečností vyplývá důležitý závěr:

Hustota proudu nabývá své maximální hodnoty v kritickém stavu proudění, a naopak průtočný průřez v tomto kritickém stavu je minimální.

Z rozboru základních výpočtových rovnic tedy vyplývá nejdůležitější skutečnost, že přechod z podzvukového do nadzvukového proudu vzduchu je možný přes kritický stav proudění pouze zmenšováním průtočného průřezu do kritického stavu a následným zvětšováním průtočného průřezu za kritickým stavem proudění.

Tato skutečnost je aplikována ve tvaru známé Lavalovy dýzy.



Obr. 2.7 Lavalova dýza

2.3 Machovo číslo

Důležitou veličinou, která se uvádí při proudění vysokou rychlostí, je Machovo číslo.

$$M = \frac{v}{c} \quad (6)$$

Jde o poměr mezi rychlostí proudění v daném prostředí a rychlostí zvuku v tomto prostředí:

v [ms^{-1}] rychlost proudění;

c [ms^{-1}] rychlost šíření zvuku v daném prostředí

2.4 Hugoniotův teorém

Na závěr je třeba uvedené úvahy završit vztahem poukazujícím na závislost mezi Machovým číslem a průtočným průřezem, kterým plyn proudí, jak dokazuje Hugoniotův teorém.

Ten bez uvažování tření zní:

$$\frac{dA}{A} + \frac{dc}{c}(1 - M^2) = 0 \quad (7)$$

Kde:

A [m^2] je průtočný průřez.

Uvedený zákon ukazuje, že změna rychlosti proudu a průtočného průřezu závisí na Machovu číslu následovně:

$M < 1$ – podzvukové proudění

Při zmenšování průtočného průřezu tedy dochází k nárůstu rychlosti a naopak.

$M = 1$ – proudění rychlosti zvuku

$dA/A = 0$, tato rovnice určuje, že místo, kde proudění dosáhne rychlosti zvuku, je extrémem funkce změny průřezu trubice.⁴ Z předchozích úvah vyplývá, že proud dosáhne

⁴ Derivace změny průřezu je rovna nule.

zvukové rychlosti pouze zmenšováním průtočného průřezu, proto jde o nejužší místo. Toto se nazývá kritická rychlost. Při této rychlosti platí, že tepelný pohyb molekul plynu je roven rychlosti proudění, a proto jakákoliv molekula z druhé strany se již nemůže vrátit před průřez.

2.4.1 $M > 1$ – nadzvukové proudění

Nadzvukové proudění se chová obráceně než podzvukové proudění.

Při zvětšování průtočného průřezu roste i rychlost proudění a naopak.

Uvedený jev je možné využít při konstrukci diferenciálně čerpaných komor, jak bude uvedeno v kapitole 10.

3 Ansys Fluent⁵

Pro analýzu byl využit systém ANSYS Fluent⁶.

ANSYS Fluent je špičkový software pro CFD simulace s možností využití **v oblasti fyzikálních a také chemických modelů úloh:**

- Laminární a turbulentní proudění,
- Nestlačitelné a stlačitelné tekutiny,
- Sdílení tepla konvekcí, vedením a sáláním,
- Modelování od jednoduchých chemických reakcí až po heterogenní chemické reakce při spalování uhlí, plynů, olejů apod.,
- Vícefázové proudění se sdílením tepla a hmoty pro kombinace fází kapalina-plyn, tekutina-pevná fáze, dále interakce mezi tekutinou a pevnou fází,

a další úlohy.

Tyto fyzikální modely a jejich kombinace umožňují pokrytí téměř celého spektra průmyslových potřeb, od proudění vzduchu přes křídla letadel ke spalování uhlí v pecích, od probublávaných kolon k simulaci toků na ropných plošinách, od toku krve cévami k simulacím chlazení elektronických součástek. Potřeby průmyslových simulací vedou také k používání multifyzikálních simulací, např. rozložení teplot uvnitř stěny a tlaku na stěně spočtené CFD výpočtem je přeneseno do pevnostní analýzy ve FEM programu ANSYS Mechanical.

Program ANSYS Fluent nachází uživatele po celém světě, od malých firem až po velké nadnárodní koncerny, které využívají simulace pro návrhové a optimalizační fáze vývoje jejich produktů, ale také je využívají pro kontrolu a ověření navržených, fungujících nebo porouchaných zařízení.

Pro zkracování doby výpočtu je možné využít paralelizaci úloh na více procesorech nebo jádrech. Pokud je nabídka modelů nedostačující, je možná implementace vlastních modelů pomocí uživatelsky definovaných funkcí. Interaktivní nastavení řešiče, vlastní řešení a vyhodnocování výsledků v programu ANSYS Fluent usnadňuje možnost kdykoli pozastavit výpočet, posoudit výsledky, změnit nebo zkorigovat nastavení a pokračovat ve výpočtu.

Zpracování výsledků, tvorbu vyhodnocovacích šablon pro přenos mezi výpočty, porovnání více variant současně je možné provádět v programu ANSYS CFD-Post. Porovnávané úlohy se mohou lišit v geometrii modelu, v hustotě výpočetní sítě, typu modelu nebo v okrajových podmínkách.

Společná platforma ANSYS WorkBench umožňuje sdílení CAD s obousměrným propojením se všemi významnými CAD programy. Pro přípravu geometrie je možné použít program:

ANSYS Design Modeler, který pak umožňuje modifikaci CAD modelů nebo úplnou tvorbu geometrie.

Pokročilé technologie programu ANSYS Meshing pomáhají vytvářet kvalitní síť, kontrolu jejich kvality a úpravu.

Platforma ANSYS Workbench umožňuje sdílení dat a výsledků mezi jednotlivými programy firmy ANSYS pomocí jednoduchého linkování kliknutím a přetažením myši na

⁵ ANSYS Web Help [online]. ANSYS Inc. PDF Documentation for Release 15.0 [cit. 2016-05-08]. Available from: < <http://148.204.81.206/Ansys/readme.html> >

⁶ www.techsoft-eng.cz

druhou aplikaci. To usnadňuje použití zejména pro multifyzikální simulace, např. pro FSI simulace, kde jako zdroj pro strukturální analýzu slouží výsledky simulace proudění tekutin.

Program ANSYS CFD-Post je společný nástroj pro vyhodnocování výsledků CFD řešičů, který poskytuje vše potřebné pro vizualizaci a analýzu výsledků dynamiky tekutin. CFD-Post umožňuje vizualizaci proudění formou kontur a vektorů ve vybraném místě výpočetní oblasti. Pro opakované vyhodnocení stejných nebo obdobných úloh je možné vytvářet šablony, které jsou mezi úlohami přenositelné.

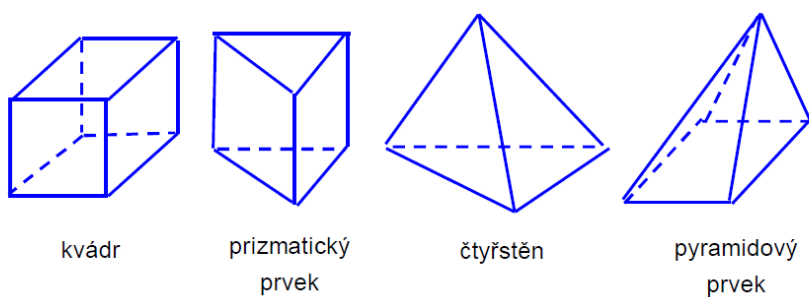
Program ANSYS Fluent je v současnosti nejpoužívanější software pro CFD analýzy, protože jeho flexibilita výpočetních sítí, komplexnost fyzikálních modelů a uživatelská přívětivost umožňují rychlé a efektivní nasazení.

4 Metoda konečných objemů

Použitá metoda konečných objemů (Finite Volume Method) slouží především pro výpočty v oblasti proudění tekutin a přestupu tepla. Metoda konečných objemů pracuje způsobem, že celá oblast je rozdělena na konečný počet objemů a výpočet probíhá přes stěny těchto objemů. Ansys Fluent využívá právě tuto metodu.

4.1 Prostorové prvky metody konečných objemů

Metoda je založena na vytvoření systému nepřekrývajících se elementů, konečných objemů (obr. 4.1). Původně byla postavena na konečných objemech kvádrů (šestistěnů). Takto vytvořená síť se nazývá strukturovaná síť. V současné době se začíná prosazovat nový přístup, kdy se buduje tzv. nestrukturovaná síť a konečným objemem je ve 3D kvádr, čtyřstěn, prizmatický a pyramidový prvek, jehož výhody byly ověřeny v úlohách pružnosti, řešených metodou konečných prvků (obr. 4.1).



Obr. 4.1 Prvky MKO [1].

4.2 Použitá Mesh

Pro výpočet byl kladem důraz na vytvoření mesh (sítě) schopnou během výpočtu zachytit předpokládané velké gradienty tlaků a hustoty, které vznikají při kritickém proudění.

4.3 Nastavení řešiče⁷

ANSYS Fluent umožňuje zvolit jednu ze dvou numerických metod (obr. 4.2):

- **Pressure-based solver** ve variantách segregovaný a coupled
- **Density-based solver**

4.3.1 Pressure-based solver segregovaný

Zjednodušeně lze říci, že tento řešič vyřeší v buňce sítě hodnotu tlaku. Podle hodnoty tlaku vyřeší rychlost a následně energii a následně turbulenci. Tento řešič je stabilní, nenáročný na hardware, ale je vhodný pro nestlačitelné tekutiny (kapaliny) nebo velmi pomalu proudící plyny, kde podřízení rychlosti a energie neovlivní výsledek.

⁷ ANSYS Web Help [online]. ANSYS Inc. PDF Documentation for Release 15.0 [cit. 2016-05-08]. Available from: < <http://148.204.81.206/Ansys/readme.html> >

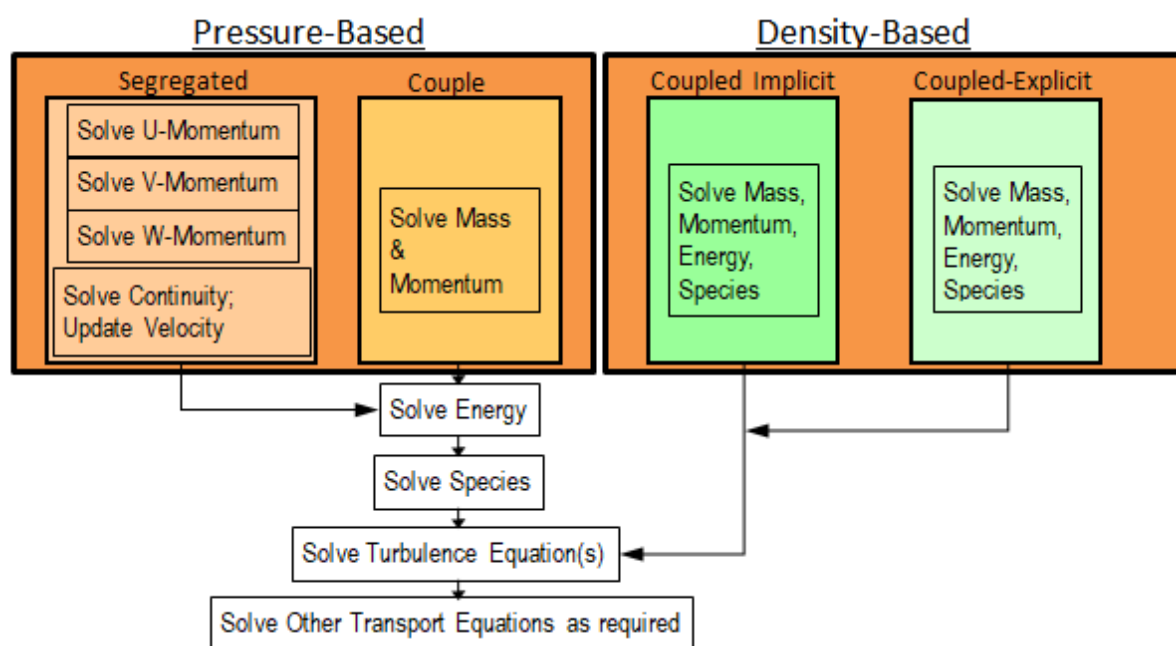
4.3.2 Pressure-based solver couple

Tento řešič vyřeší v buňce sítě hodnotu tlaku a rychlosti souběžně. Rychlost není podřízena tlaku. Řešič je poměrně stabilní a použitelný pro plyny do rychlosti 0.3 Macha, za určitých podmínek i pro rychlosti přes 1 Mach.

4.3.3 Density-based

Tento řešič řeší v buňce sítě hodnotu tlaku, rychlosti i energie souběžně. Je velmi citlivý a snadno sklouzne k divergenci. Je náročný na kvalitu a jemnost sítě a velmi náročný na Hardware. Použitelný pro velmi rychlé proudění s velkými gradienty, což je případ, kterým se tato práce zabývá.

Tento řešič je používán při dále uvedených analýzách.



Obr. 4.2 Metody řešení rovnic

4.4 Diskretizace

Při výpočtu je nutné zvolit správnou diskretizaci. ANSYS Fluent drží většinou proměnné ve středech konečných objemů. Při výpočtu je následně přenáší interpolací na hranice konečných objemů. Fluent nabízí několik interpolačních schémat, ze kterých uživatel může volit (obr. 4.3):

- Protiproudá interpolace 1. řádu (First-order upwind) – Je uvažován předpoklad, že hodnota ϕ na stěně je rovna hodnotě v centru buňky nacházející se vlevo (Proti směru proudu). Nezachytí velké gradienty.
- Protiproudá interpolace 2. řádu (Second-order upwind) – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena z hodnot v centrech dvou buněk nacházejících se vlevo (Proti směru proudu). Je schopen zachytit již velké gradienty.

- Centrální diference (Central differencing) – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena pomocí lineární interpolace mezi hodnotami sousedních buněk. Použití pro krátkodobé výpočty s dostatečně jemnou výpočetní sítí.
- Protiproudá kvadratická interpolace (QUICK) – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena pomocí kvadratické křivky. Kvadratická křivka je aproximována ze dvou uzlů ležících proti proudu (upstream) a jednoho uzlu, který leží po proudu (downstream). Tato interpolace je velmi přesná. V případě velkých gradientů mohou být problémy se stabilitou. Hodí se ale pouze pro hexahedrální síť.

Je třeba pro každý typ výpočtu vybrat to nejvhodnější. Interpolační schémata vyšších řádů jsou přesnější, ale výpočtový proces je časově náročnější a méně stabilní. Při velkých změnách tlaků a průtoků je vhodné začít výpočet interpolačním schématem nižšího řádu a po přibližně 100 iteracích přepnout výpočet na interpolační schéma vyššího řádu.

Vzhledem k velkým gradientům v síti a nutnosti použít i nehexahedrální síť v našem případě dále používáme interpolace druhého řádu.

4.5 Turbulence

Proudění tekutin může nabývat laminárního nebo turbulentního proudění. V případě ustáleného laminárního proudění se částice pohybují po paralelních drahách (trajektoriích), jednotlivé vrstvy se navzájem nemísí. Pro turbulentní proudění je typické promíchávání proudící tekutiny. Orientační hodnotou, zda v prostředí dochází k laminárnímu nebo turbulentnímu proudění je Reynoldsovo číslo. Jde o bezrozměrnou veličinu, která dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu (tedy odpor prostředí v důsledku vnitřního tření). Čím je Reynoldsovo číslo vyšší, tím nižší je vliv třecích sil částic tekutiny na celkový odpor.

$$Re = \frac{\bar{v}R}{\nu} = \frac{\bar{v}R\rho}{\eta} \quad (8)$$

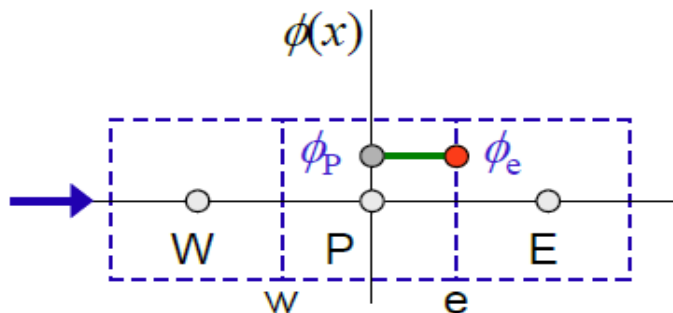
$Re < 2300$	laminární proudění
$2300 < Re < 4000$	přechodové proudění
$Re > 4000$	turbulentní proudění

Ansys Fluent nabízí 11 turbulentních modelů. Pro náš případ vzhledem k tomu, že jde o nízké tlaky, používáme model k-e.

Protiproudá interpolace 1. řádu

(First-order upwind)

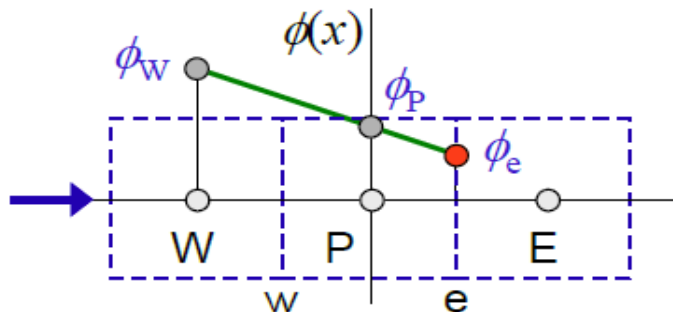
Předpokládá se, že hodnota ϕ na stěně je rovná hodnotě v centru buňky ležící vlevo (proti proudu).



Protiproudá interpolace 2. řádu

(Second order upwind)

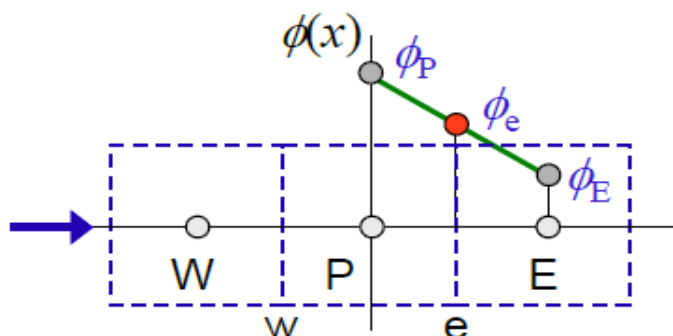
Určuje hodnotu ϕ na stěně z hodnot v centrech dvou buněk ležících vlevo (proti proudu).



Centrální difference

(Central differencing)

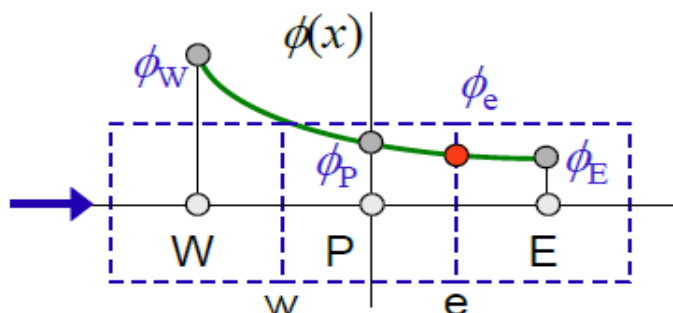
Určujeme hodnotu ϕ na stěně pomocí lineární interpolace mezi hodnotami ve středu sousedících buněk.



Protiproudá kvadratická interpolace

(QUICK)

Kvadratická křivka je aproximována ze dvou uzlů ležících proti proudu (upstream) a jednoho uzlu, který leží po proudu (downstream).



● interpolovaná hodnota
→ směr toku

Obr. 4.3 Interpolační schémata⁸

⁸ http://uchi.vscht.cz/uploads/pedagogika/bezpecnostni_inzenyrstvi/CFD.shrnuti.pdf

5 Dr. Danilatos

Průkopníkem Environmentální elektronové mikroskopie je Dr. Gerasimos D. Danilatos⁹, australský fyzik řeckého původu. Narodil se roku 1946 v Cefalonii v Řecku. Po zemětřesení roku 1953 se jeho rodina přestěhovala do Patrasu, kde navštěvoval základní i střední školu.

Po střední škole a vojenské službě absolvoval Národní a Kapodistrianskou univerzitu v Aténách a studium ukončil s vyznamenáním a získal titulu v oboru Fyziky. V roce 1972 emigroval do Austrálie a v roce 1979 se oženil. Na University of New South Wales v lednu 1978 po dokončení své práce na *Dynamických mechanických vlastnostech keratinových vláken* získal titul Ph.D. Na pozici vědeckého pracovníka na téže univerzitě pak vyvinul Environmentální skenovací elektronový mikroskop (ESEM) při zkoumání vlhkých vzorků pod elektronovým paprskem. Z velké části získal finanční podporu od australské vlnové korporace až do roku 1986. V roce 2003 obdržel cenu Ernst Abbe Memorial Award od Microscopical Society v New Yorku za celoživotní úspěchy.

Kromě mnoha dalších článků publikoval také v časopise Micron článek o nových etapách návrhu pro prostředí skenovacích elektronových mikroskopů, který se zabývá použitím velmi malých a tenkých tlak omezujících otvorů (PLA – pressure limiting apertures) ve vakuu. Důvodem malých a tenkých otvorů je snaha, aby svazek elektronů nemusel překonávat velký proud plynu, a tak se snížily ztráty elektronového svazku.



Obr. 5.1 Gerasimos Danilatos

Pro analýzy proudění diferenciálního čerpání Dr. Danilatos používá matematickou metodu Monte Carlo.

⁹ http://www.danilatos.com/The_Australian_on_ESEM.htm

V první etapě výzkumu týmu Dr. Neděly byla provedena srovnávací studie výsledků získaných metodou Monte Carlo, které publikoval Dr. Danilatos s metodou kontinua, kterou používá tým dr. Neděly na UPT Av ČR v Brně.

Jedná se o publikace [7, 8].

6 Srovnání metod Monte Carlo a Mechaniky kontinua

Metoda Monte Carlo je statistická metoda, která neklade požadavek na spojité prostředí. Může tedy vracet špatné výsledky, neboť je vhodná pouze pro výpočet pohybu osamocených molekul, tedy tam, kde již neplatí Navier-Stokesovy rovnice, kde prostředí již není kontinuem. Jedná se o prostředí velmi nízkých tlaků.

Naopak tam, kde se jedná o spojité prostředí – kontinuum – je využití Navier-Stokesovy rovnice nutností, neboť Navier-Stokesova rovnice se odvozuje od sil, které působí na jednotlivé části tekutiny: gravitace, tlak, tření o sousední části tekutiny a vznik turbulence. Stav tekutiny je popsán její rychlostí a tlaky ve všech bodech, ve kterých se tekutina nachází.

6.1 Knudsenovo číslo

V běžném atmosférickém tlaku se plyn chová jako spojité prostředí, ve kterém mezi molekulami působí různé síly jako jsou gravitace, tlak, tření o sousední části tekutiny a vznik turbulence. Pro řešení spojitěho prostředí se využívají Navier-Stokesovy rovnice, neboť tyto se odvozují od zmíněných sil, které působí na jednotlivé části tekutiny. Stav tekutiny je popsán její rychlostí a tlaky ve všech bodech, ve kterých se tekutina nachází.

Při poklesu tlaku, a tedy hustoty plynu se vzdálenost mezi jednotlivými molekulami zvětšuje a dané síly přestávají působit a stav plynu je dán pohybem volných molekul. Pro tyto stavy se pro výpočty využívají statistické metody, například Monte Carlo [1]. Tato metoda neklade požadavek na spojité prostředí. Může tedy vracet špatné výsledky, neboť je vhodná pouze pro výpočet pohybu osamocených molekul, tedy tam, kde již neplatí Navier-Stokesovy rovnice, kde prostředí již není kontinuální (spojité). Jedná se o prostředí velmi nízkých tlaků.

Zda se ještě v našem případě jedná o spojité prostředí (neboli oblast kontinua), určuje Knudsenovo číslo. V našem případě výzkumu diferenciálního čerpání se v některých místech blížíme hraniční hodnotě, ale stále se pohybujeme v oblasti kontinua.

Podobnostní Knudsenovo číslo:

$$Kn = \frac{\bar{l}}{d} \quad (9)$$

$$\bar{l} = \frac{kT}{\pi\sqrt{2}d_m} \quad (10)$$

Přibližný vztah pro vzduch:

$$\bar{l} = \frac{7 \cdot 10^{-3} [m]}{p [Pa]} \quad (11)$$

kde:

d – charakteristický rozměr soustavy

l – střední volná dráha

d_m – průměr molekuly

T – absolutní teplota

k – Boltzmannova konstanta

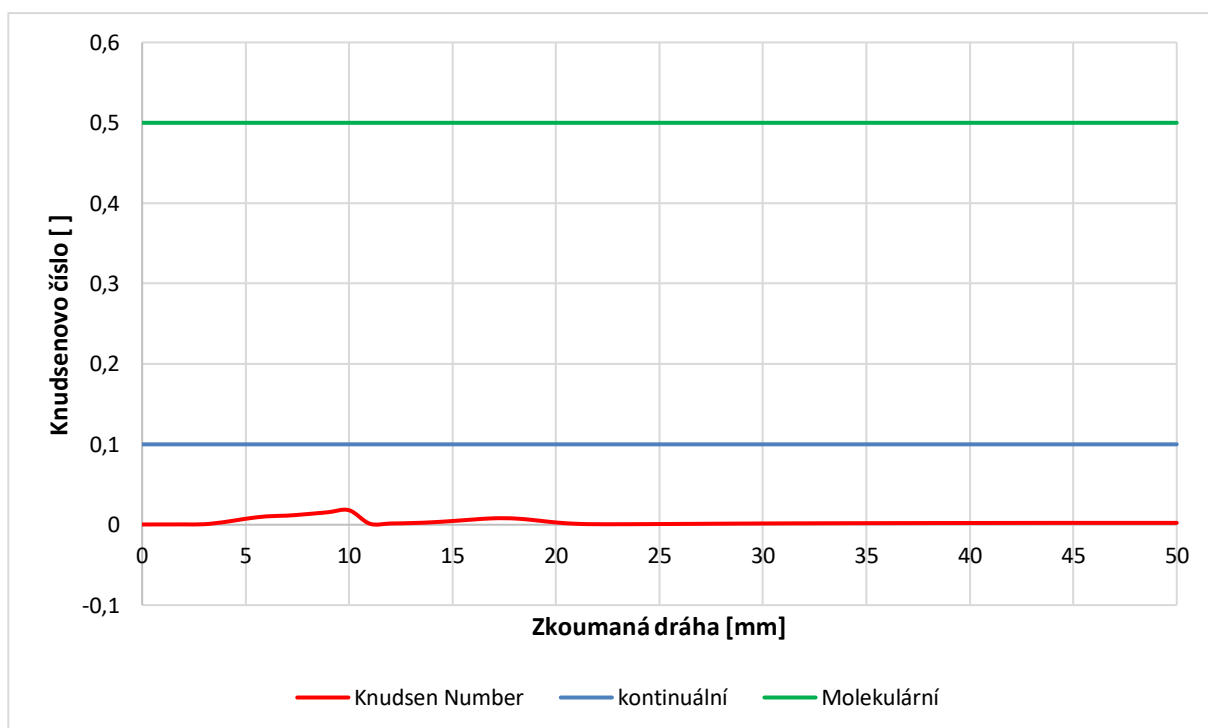
Potom platí rozdělení prostředí dle výsledku Knudsenova čísla:

$Kn < 0,1$... Kontinuum (viskózní) proudění

$0,1 < Kn < 0,5$... Přechodové (Knudsenovo) proudění

$Kn > 0,5$... Molekulární proudění

Jak už bylo řečeno, oblasti se dle Knudsenova čísla dělí na spojité a na pohyb volných molekul. Obě tyto oblasti byly vědci již dostatečně zmapovány. V našem případě se však jedná o oblast na úplném okraji spojitého prostředí, kde se již může projevovat vliv nízkých setrvačných sil. Tato oblast ještě není ve světě experimentálně zmapována. Některé odlišnosti při čerpání komor – výsledky změřených tlaků na okraji čerpání vzhledem k velikosti clony oddělující komory – naznačují odlišnosti od předpokládané teorie, ale nedá se na nich stavět. Z tohoto důvodu se v současnosti pracuje na vývoji experimentální komory – viz. kap.7.



Obr. 6.1 Rozložení Knudsenova čísla v experimentální komoře

Výsledky Knudsenova čísla jsou dále uvedeny v grafickém znázornění na obr. 6.1. Jak už bylo uvedeno, dle hodnot Knudsenova čísla, se stále pohybujeme v kontinuálním prostředí (spojitém). To ukazuje i grafická závislost, kde je možné vidět, že hodnoty Knudsenova čísla (červená) se stále pohybují pod hranicí hodnoty 0,1.

Než přejdeme do další kapitoly, která srovnává výsledky publikované Dr. Danilatem a výsledky získané skupinou Dr. Neděly, je třeba říci, co znamená veličina Normalized Number Density, kterou ve výsledcích Dr. Danilata používá.

6.2 Normalized Number Density

Normalized Number Density N definuje vztah:

$$N = \frac{n}{V} = \rho \cdot \frac{N_A}{M} [\#.m^{-3}] \quad (12)$$

$$n = \frac{mN_A}{M} [\text{mol}^{-1}] \quad (13)$$

kde: n – látkové množství [mol^{-1}]

m – hmotnost [kg]

N_A – Avogadrova konstanta [mol^{-1}]

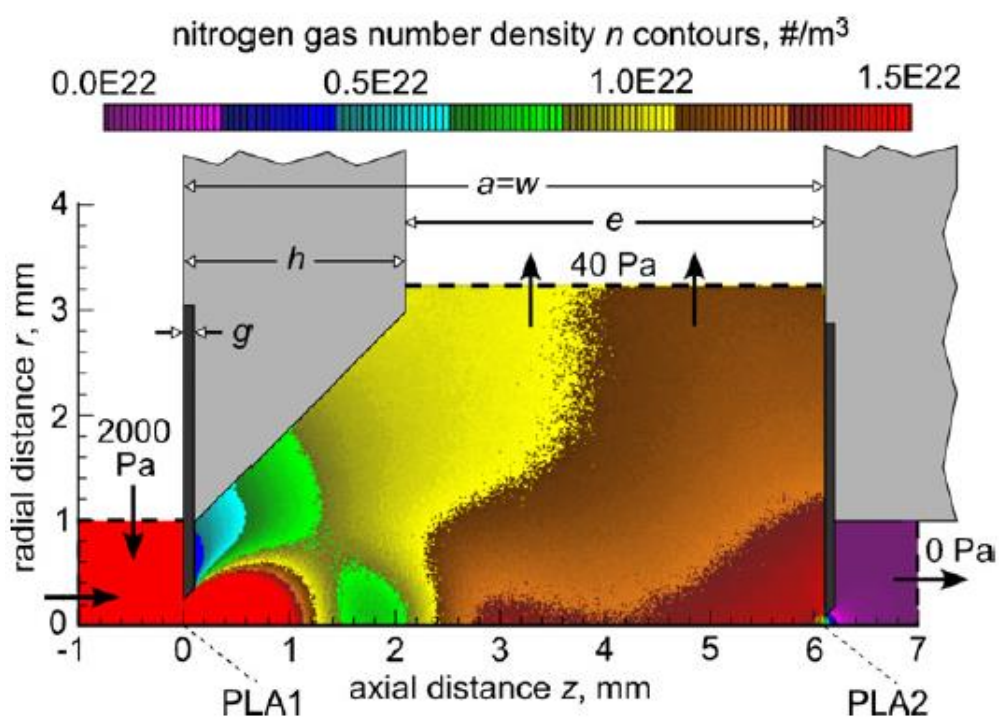
M – molární hmotnost [$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$]

N – počet částic v látce [-]

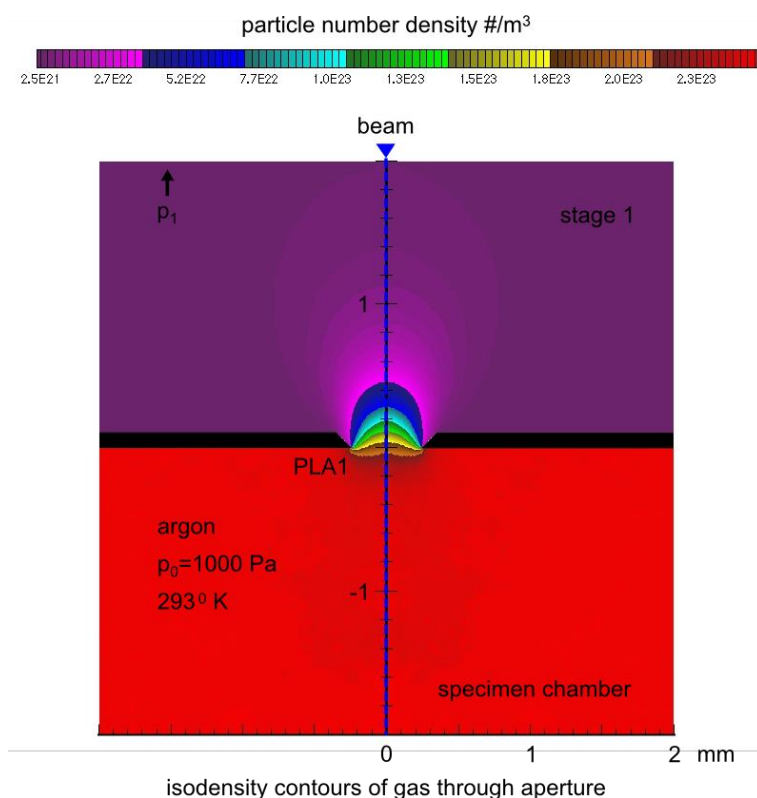
V – objem [m^3]

6.3 Srovnání výsledků

Na (obr. 6.2) je vyobrazení výsledků rozložení Normalized Number Density z publikace [7] a na (obr. 6.3) z publikace [8].

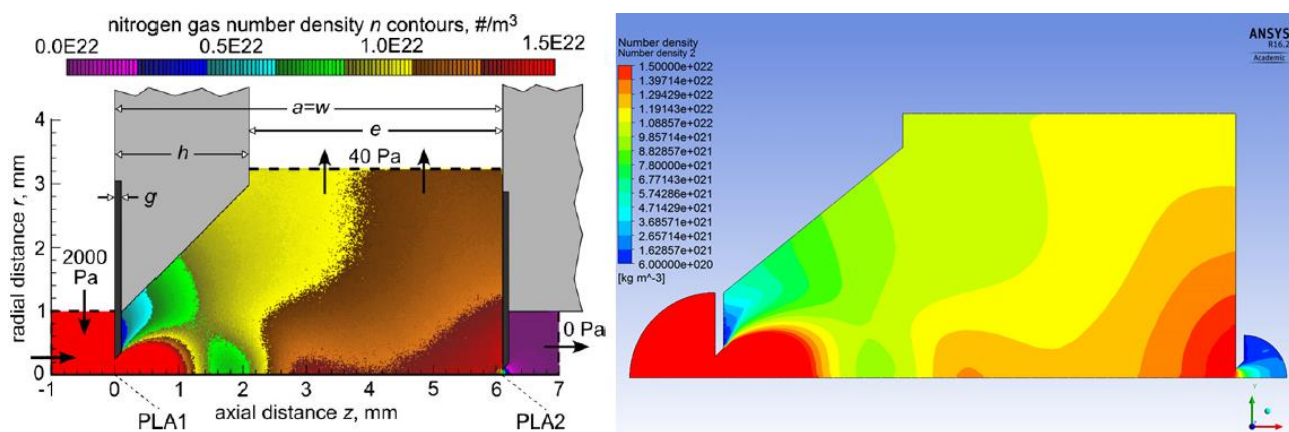


Obr. 6.2 Rozložení tlaku v diferenciálně čerpané komoře získané metodou Monte Carlo



Obr. 6.3 Rozložení hustoty získané metodou Monte Carlo

Tým Dr. Neděly provedl srovnávací výpočty v systému Ansys Fluent s výsledky publikovanými Dr. Danilatem [9]. Na obr. 6.4–6.6 vidíme rozložení hustoty v 2D axisymetrických modelech diferenciálně čerpané komory z publikace [7] a lze vidět, že výsledky jsou identické.



Obr. 6.4 Rozložení hustoty získané metodou Monte Carlo (vlevo) a metodou Mechaniky kontinua (vpravo)

Na (obr. 6.4 a 6.5) jde o varianty s vloženým deflektorem a křídélky.

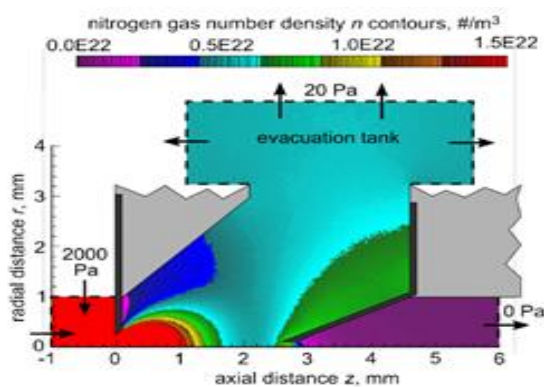
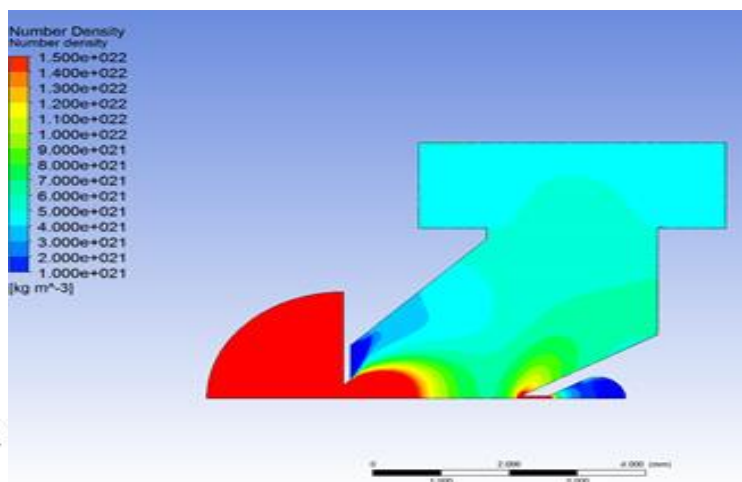
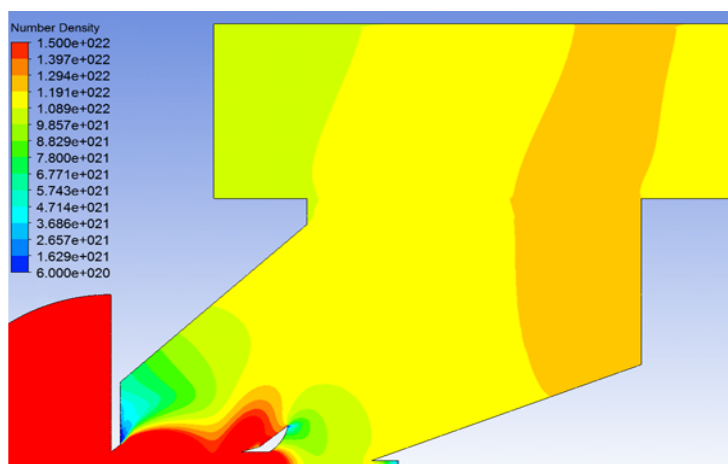
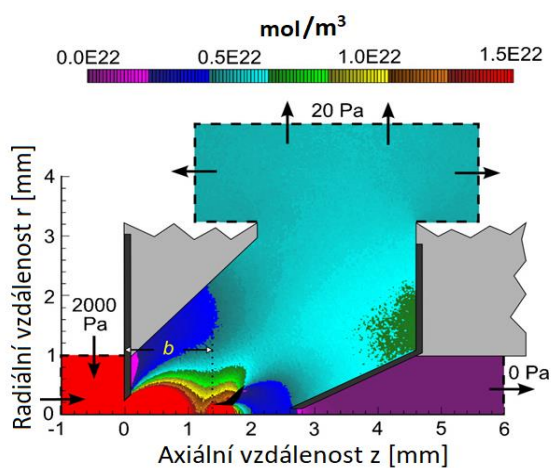


Figure 9: Near optimum flow field with conical geometry without baffle (VAPD system).

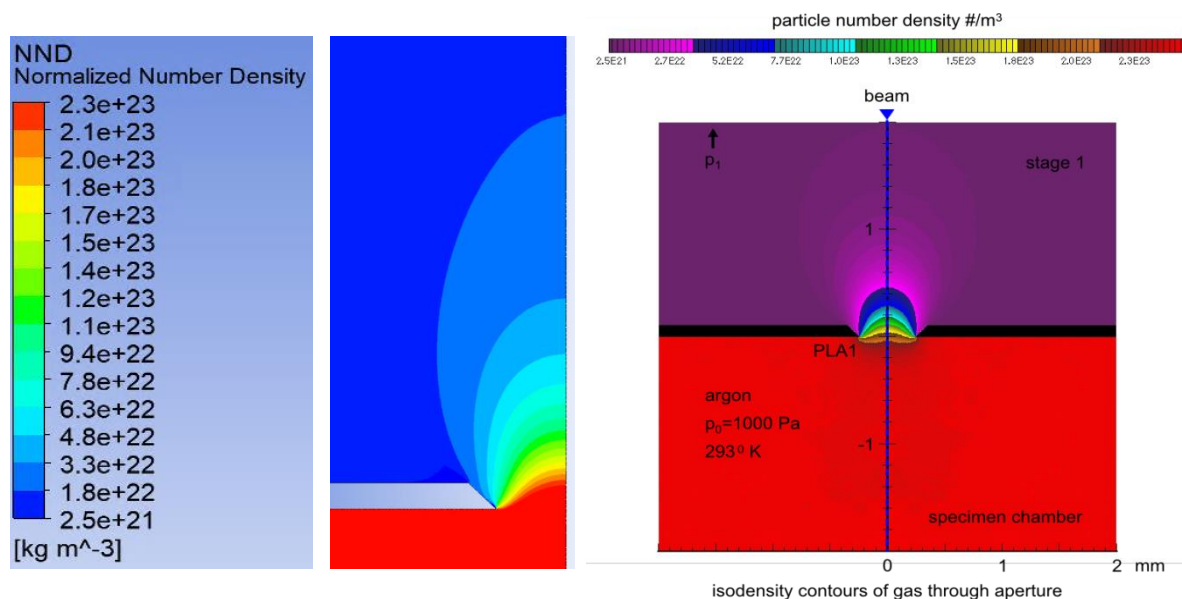


Obr. 6.5 Rozložení hustoty získané metodou Monte Carlo (vlevo) a metodou Mechaniky kontinua (vpravo)



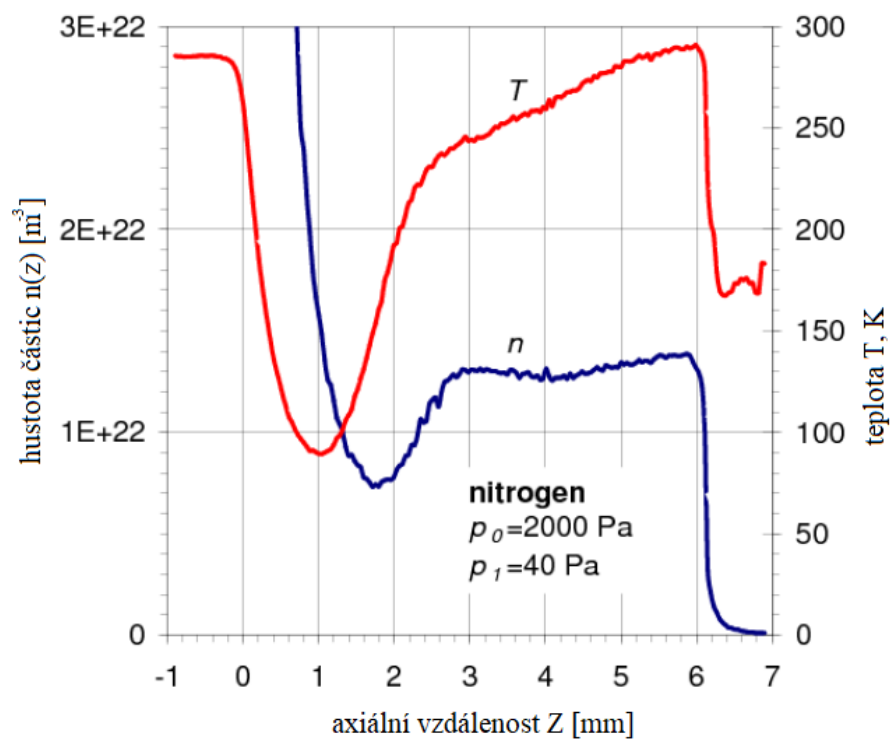
Obr. 6.6 Rozložení hustoty získané metodou Monte Carlo (vlevo) a metodou Mechaniky kontinua (vpravo)

Na obr. 6.7 vidíme rozložení Normalized Number Density v 2D axisymetrickém modelu diferenciálně čerpané komory z publikace [8] a lze vidět, že výsledky jsou také identické.

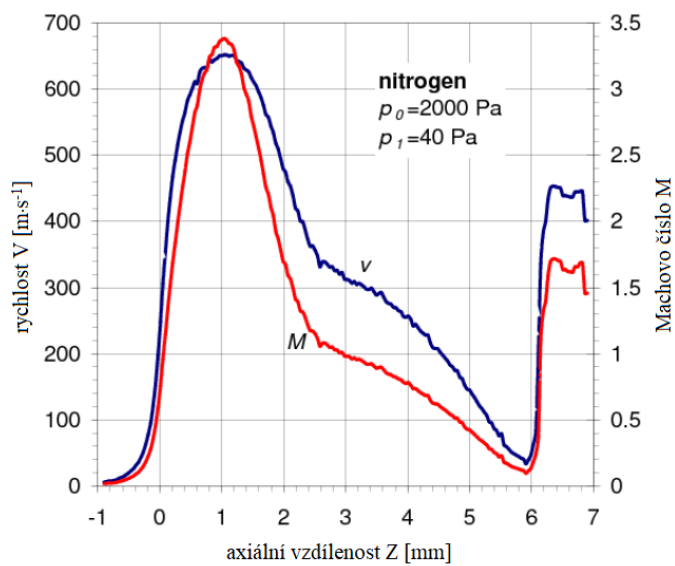


Obr. 6.7 Rozložení hustoty získané metodou Monte Carlo (vlevo) a metodou Mechaniky kontinua (vpravo)

V publikaci [7] jsou hodnoty hustoty částic, teploty, rychlosti a Machova čísla vyneseny v grafech, které jsou znázorněny na obrázcích (obr. 6.8 a 6.9). V grafech jsou tyto vzdálenosti vyneseny na axiální vzdálenosti mezi PLA 1 a PLA 2 pro variantu na (obr. 6.2). Na křivkách je patrný prudký pokles hustoty plynů po průchodu clonou PLA 1. To vzniká z důvodu zmíněného kritického proudění a následného nadzvukového proudu. Křivka T zobrazuje závislost teploty na vzdálenosti clon, kde z důvodu nadzvukového proudu za kritickým místem ve cloně PLA 1 prudce teplota plynu klesá a dochází k expanzi plynu.

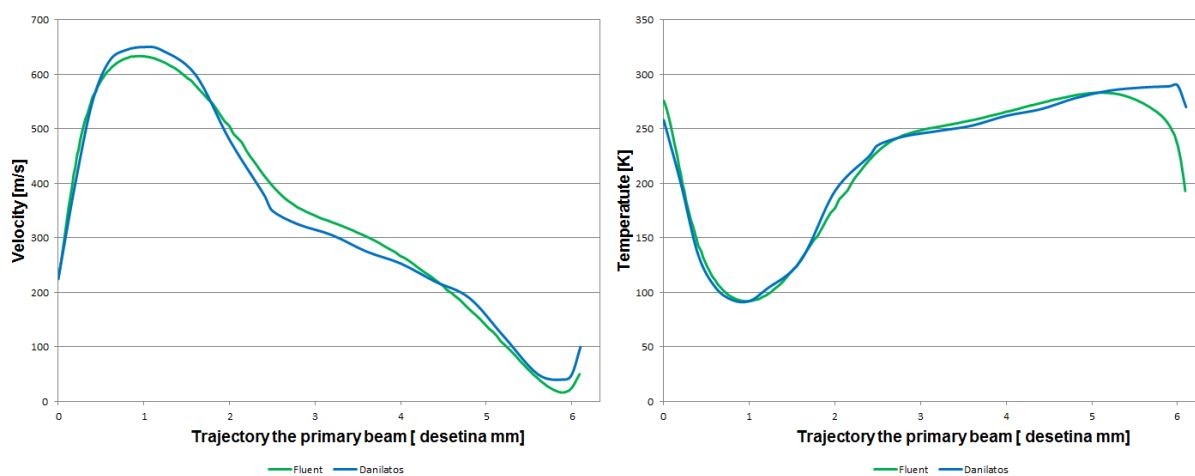


Obr. 6.8 Závislost hustoty částic na teplotě a vzdálenosti mezi clonami.



Obr. 6.9 Závislost rychlosti a Machova čísla na vzdálenosti mezi clonami.

Výsledky z uvedených grafů byly srovnány s výsledky získanými ze systému Ansys Fluent a jak je patrné z (obr. 6.8) je vidět podobná shoda i v průběhu rychlosti a teploty mezi clonami PLA1 a PLA2.



Obr. 6.10 Průběh rychlosti a teploty na dráze primárního svazku

7 Experimentální komora

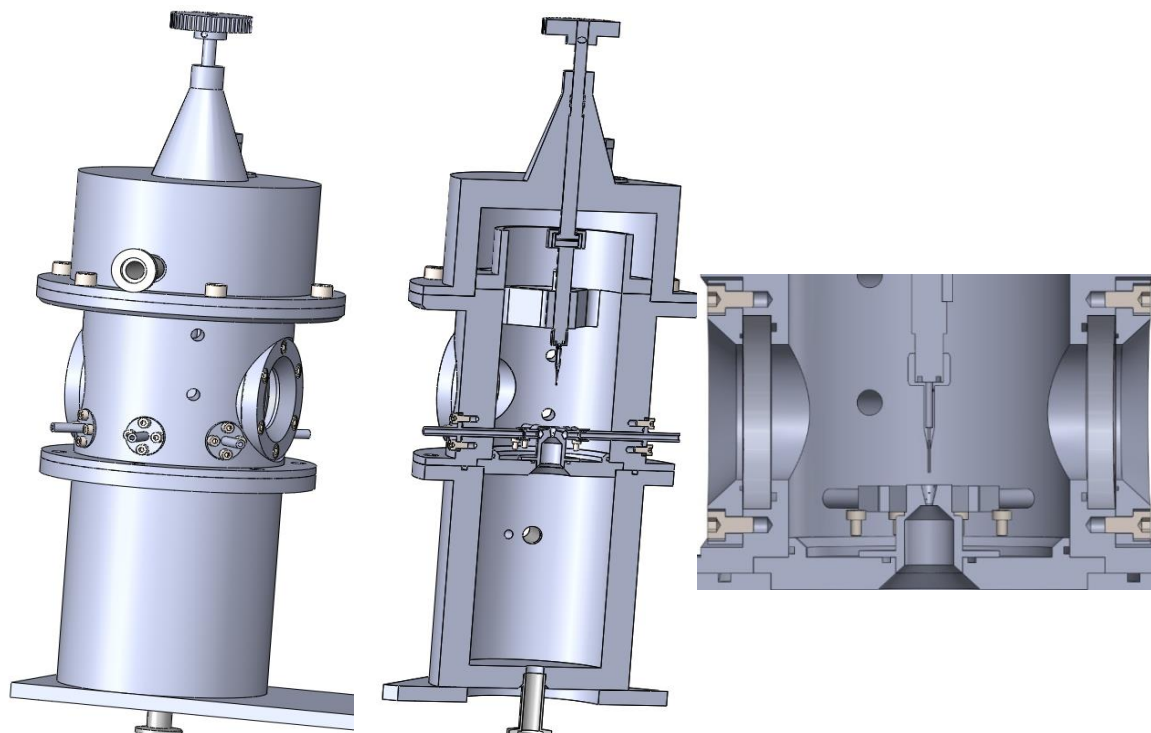
Jak bylo uvedeno, ve spolupráci UETE FEKT VUT Brno a UPT AVČR je v současné době ve výrobě experimentální komora pro zmapování již zmíněné oblasti na pomezí mechaniky kontinua. Tato komora se skládá z dvou komor oddělených malou clonkou, která tak simuluje stav vzniklý u diferenciálního čerpání. Tedy jde o stav, kdy v clonce vzniká kritické proudění, tzv. ucpání dýzy, za kterým vzniká nadzvukové proudění s oblastí sníženého tlaku zakončené některým z typů rázové vlny. Komora dále obsahuje vyměnitelnou clonu, bude možné analyzovat různé tvary clon, dále posuvný držák pro různé typy měřicího ústrojí, viz. obr. 7.1. Komora je také vybavena dvěma průzory (obr. 7.2.), kterými bude možno pozorovat měřené místo a zároveň bude možno pozorovat rázové vlny pomocí optické Schlierenovy metody. Tuto metodu v práci nepopisuji, svým způsobem jde o odlišný typ experimentu, než typy měření, které zde budu uvádět a souvisí spolu. Proto jsem ji blíže nestudovala.

Na této komoře je postupně v etapách plánováno:

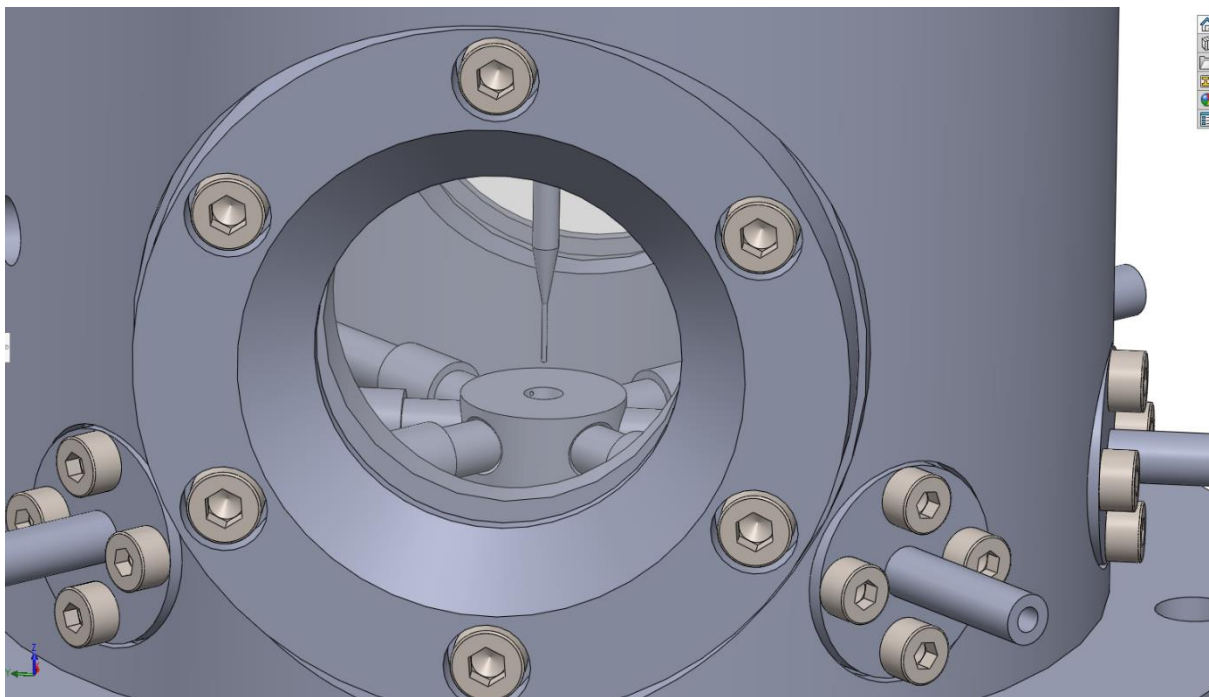
- Měření rychlostních poměrů metodou Pitotovy trubice
- Snímání tlaků v dráze primárního svazku
- Snímání teploty termočlánkem
- Použití optické metody - Schlierenova metoda

Pro tato měření budou použity vyměnitelné držáky pro upnutí různých sond pro snímání tlaků a teplot (obr. 7.3.).

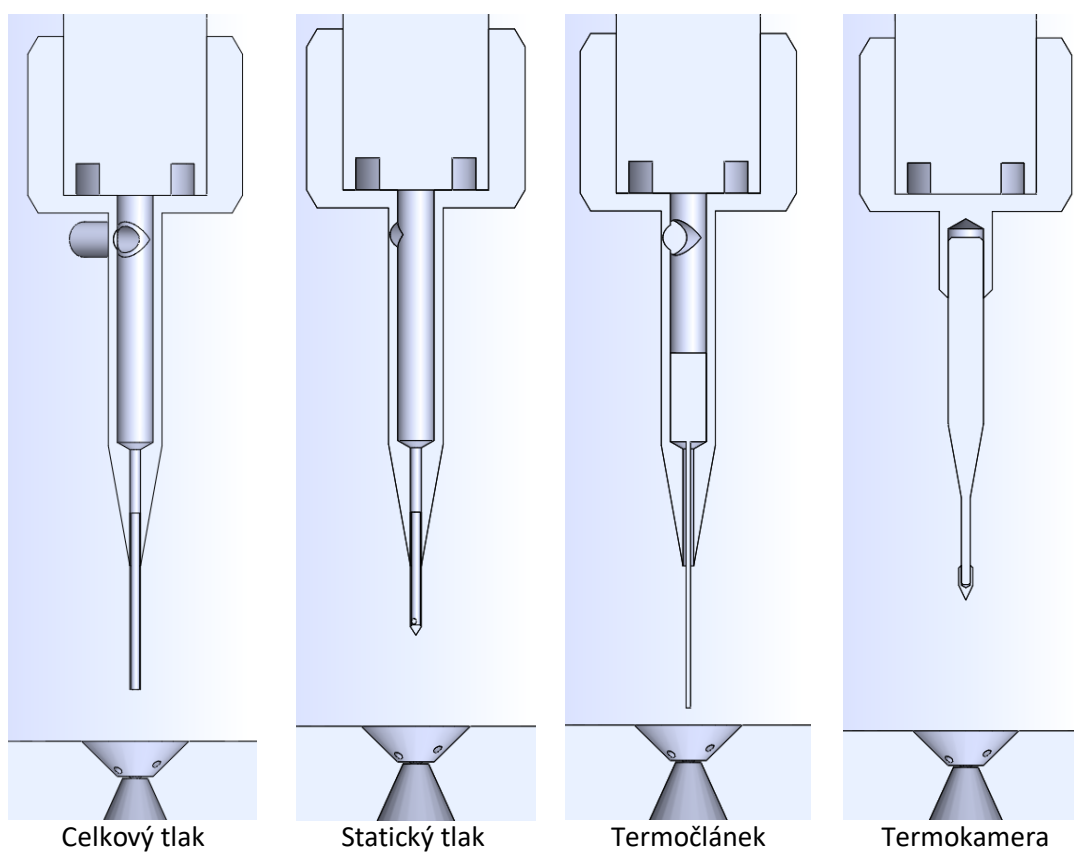
Vzhledem k tomu, že průměr clony bude mít 2 mm a vlastní komora v průměru přibližně 80 mm, nebude možné konstruovat Pitotovu trubici v jednom kuse, ale musí se statický a celkový tlak snímat zvlášť (obr. 7.3.).



Obr. 7.1 Přípravovaná experimentální komora



Obr. 7.2 Průzory pro sledování měřeného místa



Obr. 7.3 Sondy pro měření tlaků a teploty

8 Diagnostika rychlosti proudění plynu

Jedním z hlavních plánovaných experimentů bude měření rychlosti proudění za clonou, kde vzniká nadzvukový režim proudění, která jak bylo uvedeno, clonou odděluje dva prostory s velkými tlakovými diferencemi. Tedy jde o stav, kdy v clonce vzniká kritické proudění, tzv. ucpání dýzy, za kterým vzniká nadzvukové proudění s oblastí sníženého tlaku zakončené některým z typu rázové vlny.

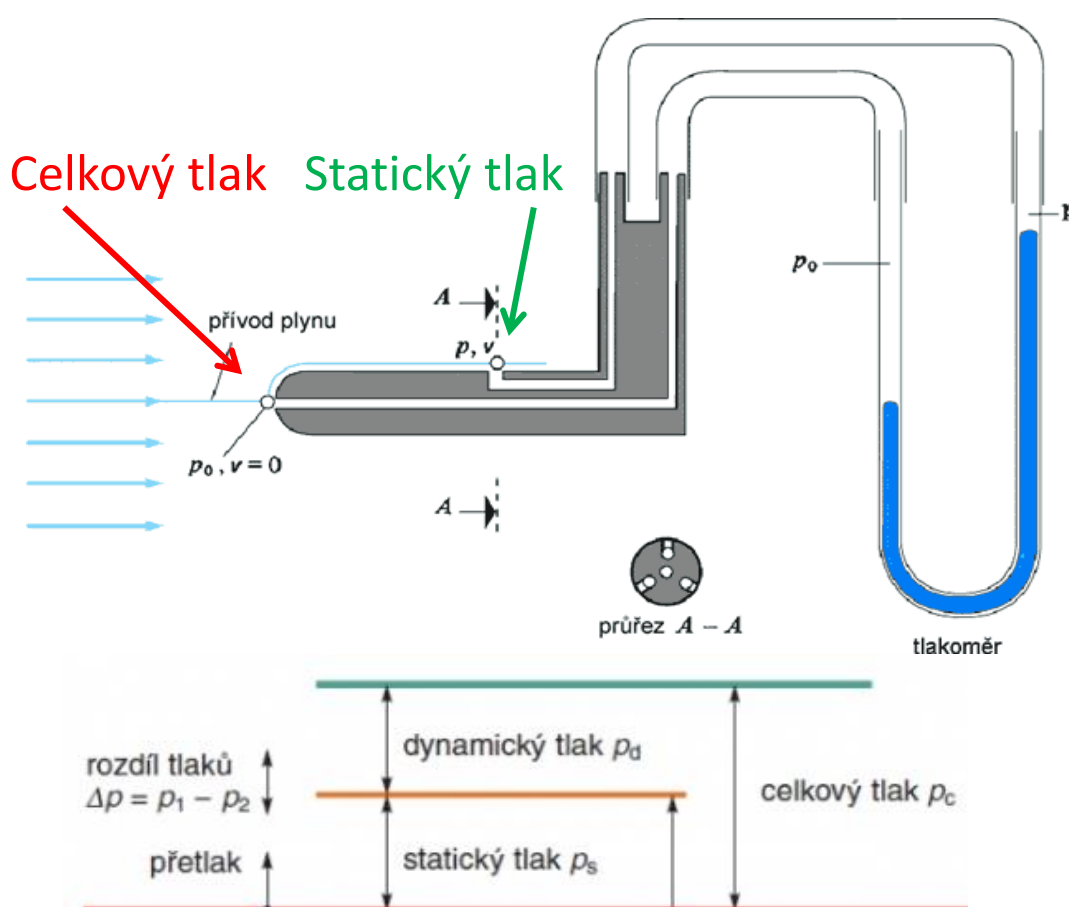
Obecně se rychlost proudění měří dvěma metodami:

1. Pomocí Pitotovy trubice (obr. 8.1).
2. Anemometrie se žhavenými drátky.

V prvním období experimentů bude rychlost měřena pomocí Pitotovy trubice. Tento princip vychází ze vztahu, kdy celkový tlak se rovná součtu dynamického a statického tlaku:

$$p_c = \frac{1}{2} \rho v^2 + p_s \quad (14)$$

Dynamický tlak se dále počítá jako součin hustoty a kvadrátu rychlosti. Získáme-li z čela trubice celkový tlak a statický tlak z boku trubice, lze na základě tohoto vzorce stanovit rychlost. Tu však není možné vždy určit podle tohoto jednoduchého výpočtu, jak bude uvedeno dále.



Obr. 8.1 Metoda měření Pitotovou trubicí¹⁰

¹⁰ <https://www.grc.nasa.gov/WWW/K-12/airplane/pitot.html>

V praxi ale tento jednoduchý princip diagnostiky lze použít pouze u případů rychlosti do hodnoty 0.3 Macha, neboť existují tři matematické režimy řešení rychlosti Pitotovou trubicí, a to:¹¹

1. Nestlačitelný režim
2. Podzvukový stlačitelný režim
3. Nadzvukový stlačitelný režim

8.1 Nestlačitelný režim

Tok může být považován za nestlačitelný, pokud jeho rychlost je menší než 30% rychlosti zvuku. Pro takovou tekutinu popisuje Bernoulliho rovnice vztah mezi rychlostí a tlakem podél proudové roviny a platí již uvedený jednoduchý vztah:

$$p_c = \frac{1}{2} \rho v^2 + p_s \quad (15)$$

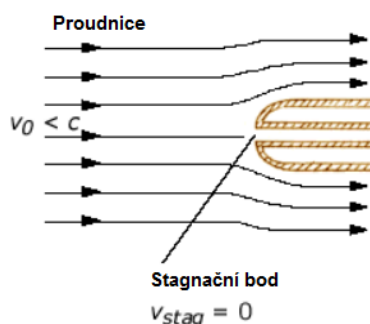
Po odvození je možné získat rychlost z následujícího vztahu:

$$v = \sqrt{\frac{2(P_t - P_s)}{\rho}} \quad (16)$$

8.2 Podzvukový stlačitelný režim

U rychlostí proudění větší, než je 30% rychlosti zvuku musí být tekutina počítána jako stlačitelná. V teorii stlačitelného toku je již nutné počítat s bezrozměrným Machovým číslem M , které je definováno jako poměr rychlosti průtoku v k rychlosti zvuku c :

$$M = \frac{v}{c} \quad (17)$$



Obr. 8.2 Podzvukový stlačitelný režim

¹¹ Informace do této kapitoly byly čerpány:

http://www.efunda.com/designstandards/sensors/pitot_tubes/pitot_tubes_theory.cfm

Když je Pitotova trubice vystavena podzvukovému stlačitelnému průtoku ($0,3 < M < 1$), proud plynu podél proudnic končí plynulou kompresí ve stagnačním bodě Pitotovy trubice (obr. 8.2).

Vztah pro stanovení rychlosti již nabývá složitějšího tvaru, který počítá s Poissonovou konstantou a hodnotou stagnačního tlaku, který ve skutečnosti sejme Pitotova trubice místo celkového tlaku.

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{static}}{\rho_{static}} \left[\left(\frac{p_{stagnation}}{p_{static}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (18)$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} \quad (19)$$

kde:

γ je Poissonova konstanta,

C_p je tepelná kapacita při stálém tlaku,

C_v je tepelná kapacita při stálém objemu,

c_v a c_p jsou příslušné měrné tepelné kapacity.

8.3 Nadzvukový stlačitelný režim

Při nadzvukovém režimu ($M > 1$) se před čelem Pitotovy trubice tvoří rázová vlna. Plyn je nejprve zpomalován neisoentropicky k podzvukové rychlosti, a pak zpomaluje isoentropicky k nulové rychlosti ve stagnačním bodě.

Vztah pro určení rychlosti již nemůže mít běžný tvar, ale jedná se o poměr stagnačního tlaku snímané z čela Pitotovy trubice a statického tlaku snímaného opět z boku sondy. Tento poměr je vyjádřen následujícím vztahem:

$$\frac{p_{stagnation}}{p_{static}} = \frac{\left[\frac{\gamma+1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}} = \frac{\gamma+1}{2} M^2 \left[\frac{(\gamma+1)^2 M^2}{4\gamma M^2 - 2(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (20)$$

Z dané rovnice je potom třeba iterační metodou vyjádřit hodnotu Machova čísla, ze kterého následně získáme hodnotu rychlosti proudění.

Jak bude patrné z výsledků pomocí analýzy Ansys, velká část proudu za clonou se pohybuje právě v tomto režimu.

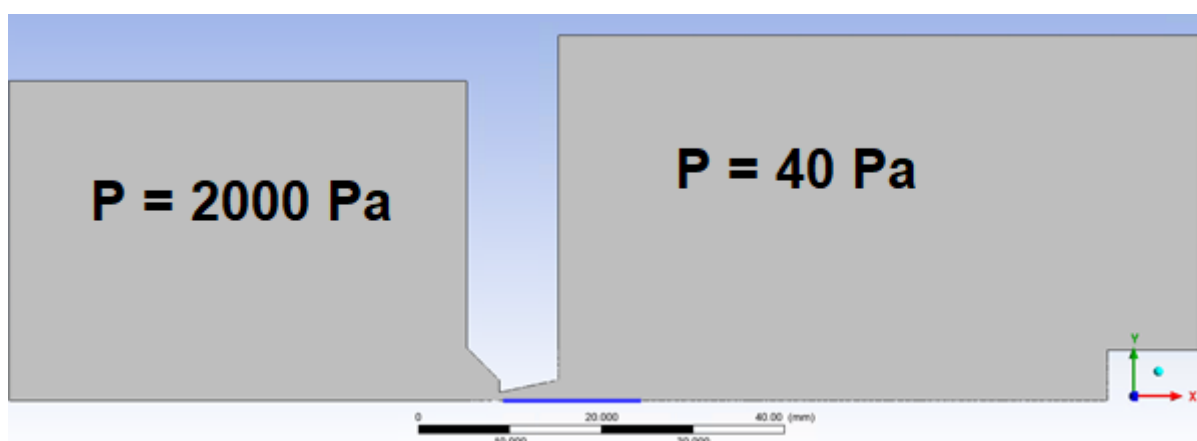
9 Analýza proudění v experimentální komoře

V systému Ansys Fluent proběhla matematicko – fyzikální analýza proudění v experimentální komoře, na které jsem se podílela. Bylo mapováno rozložení:

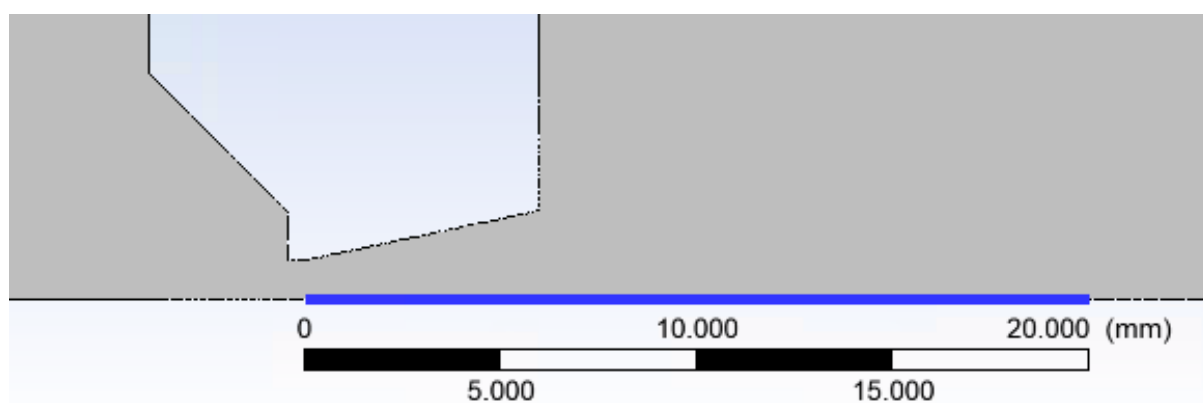
- Statického tlaku
- Celkového tlaku
- Rychlosti
- Machova čísla
- Teploty

V prostorách celé komory, ale především v oblasti nadzvukového proudu.

Na (obr. 9.1) je zobrazen 2D profil experimentální komory. Výpočty byly prováděny v podobě osově symetrického výpočtu, který umožňuje vymodelovat poloprofil komory a určit osu symetrie. Tento způsob analýzy, pokud je teoreticky možný použít, je nesrovnatelně rychlejší než klasický 3D model. Na (obr. 9.1) je vyobrazen pohled na daný 2D profil s modře vyznačenou dráhou, na které jsou dále vynášeny uvedené veličiny. Obecně bude experimentálně mapována celá komora z hlediska tlaku a teploty, ale zvláštní důraz bude kladen na mapování nadzvukového proudu a vlastní dýzy.



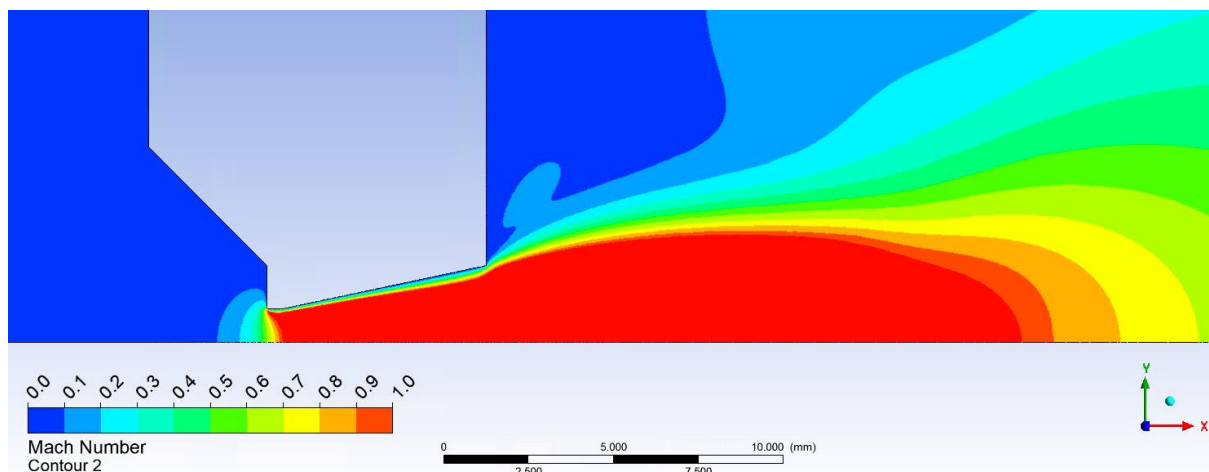
Obr. 9.1 Pohled na 2D model experimentální komory.



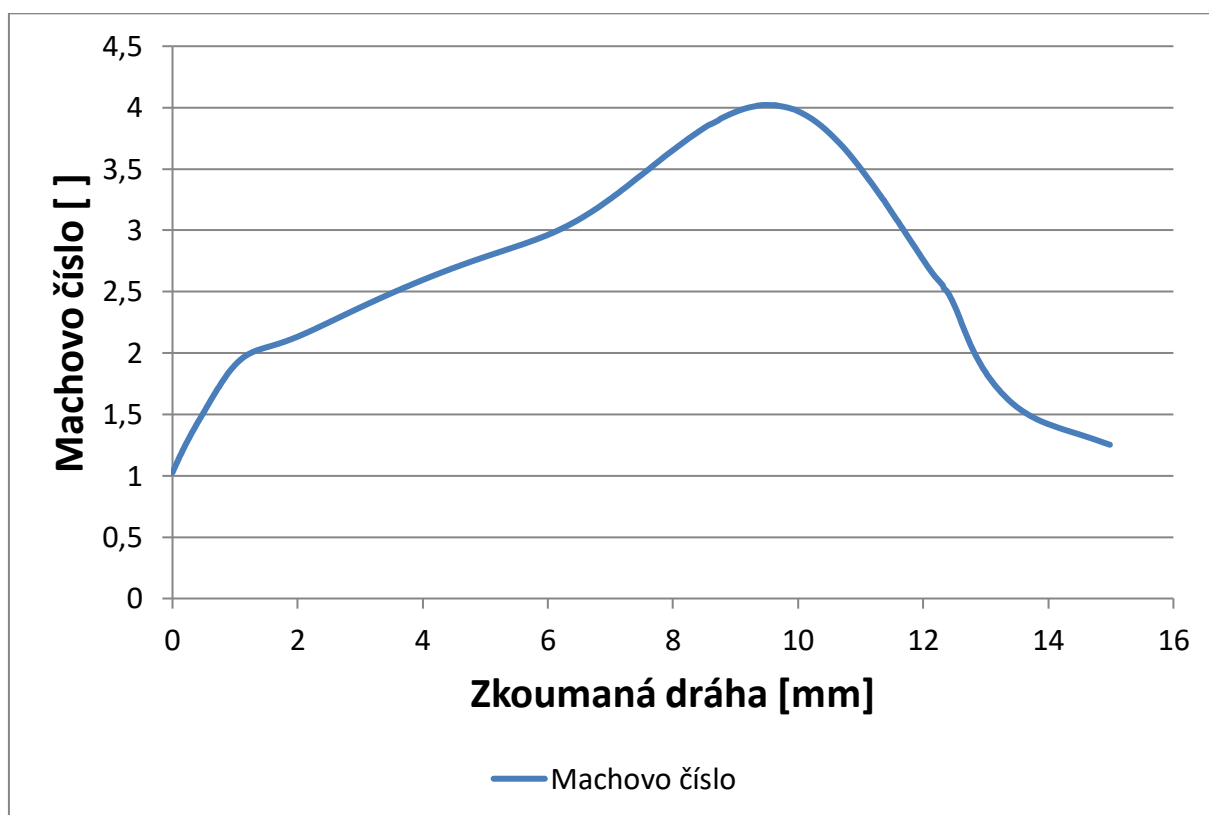
Obr. 9.2 Zvětšený pohled s vyznačením zkoumané dráhy v oblasti dýzy

Analýzy proběhly v podmínkách, kdy ve spodní komoře vzorku je statický tlak 2000 Pa a komora nad dýzou je vyčerpána na 40 Pa přes clonu o průměru 2 mm. Jak byl volen tvar dýzy, bude uvedeno dále.

Z (obr. 9.3 a 9.4) je patrné, že nadzvukový proud zasahuje až do vzdálenosti 16 mm a dosahuje hodnoty až 4 Mach. Tyto skutečnosti budou zohledněny v následující kapitole, kterou jsem především měla na starost.

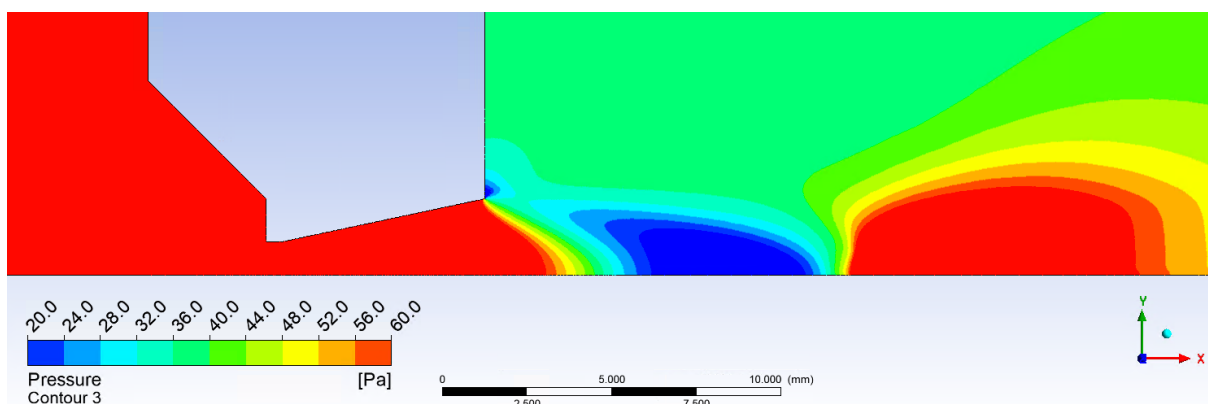


Obr. 9.3 Rozložení Machova čísla.

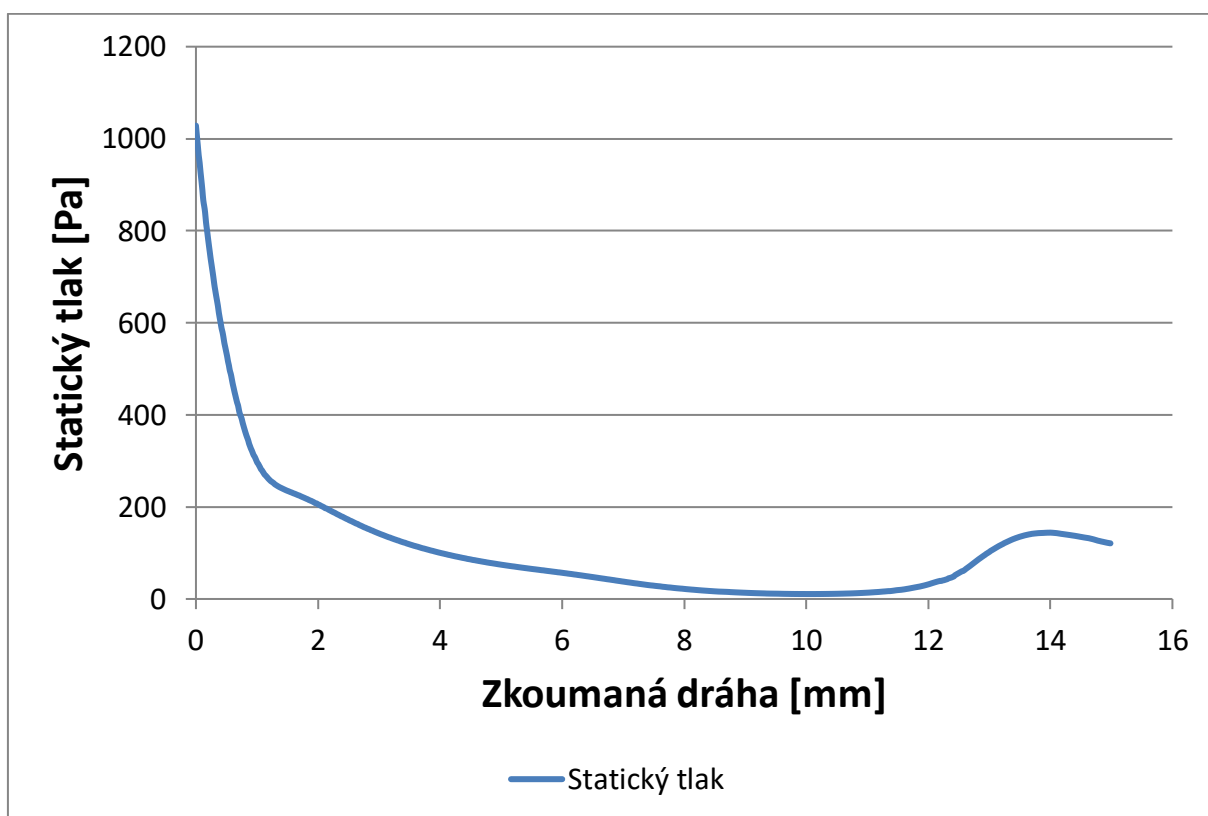


Obr. 9.4 Průběh Machova čísla na zkoumané dráze.

Průběh statického tlaku vykazuje charakter sníženého tlaku v oblasti nadzvukového proudu zakončeného Machovým diskem (obr. 9.5 a 9.6). Sníženou oblast tlaku je možné využít pro snížení počtu srážek elektronů s molekulami plynu [10].

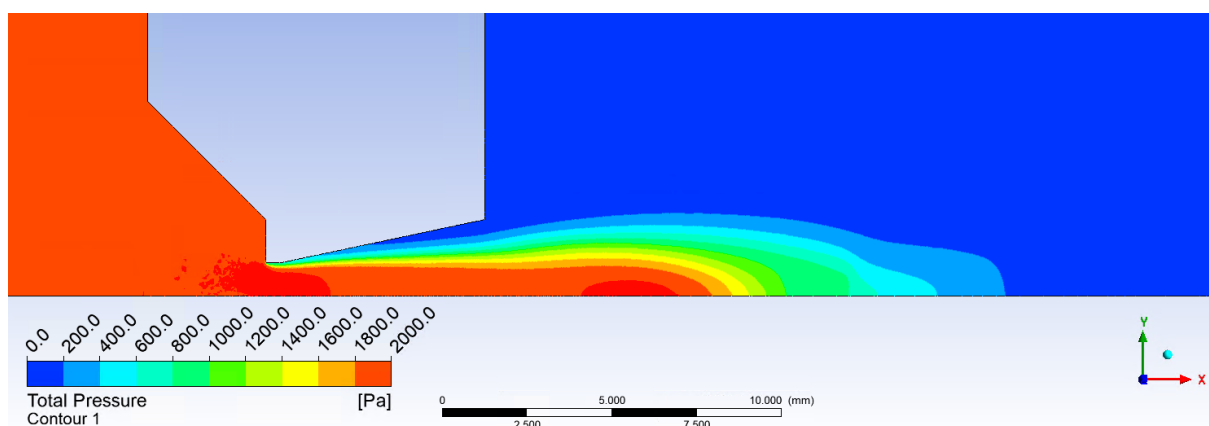


Obr. 9.5 Rozložení Statického tlaku.

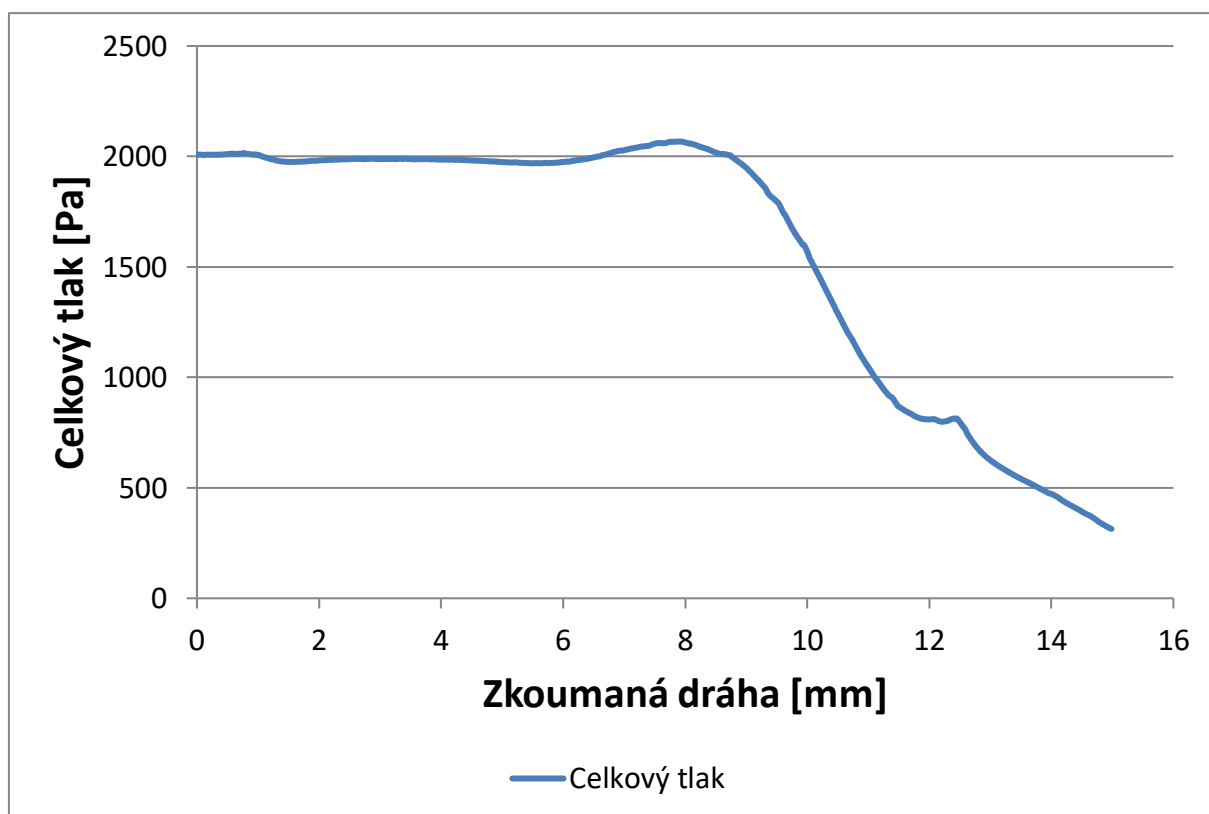


Obr. 9.6 Průběh Statického tlaku na zkoumané dráze.

Pro analýzy bude s ohledem na konstrukci sondy pro Celkový tlak potřeba znát i jeho průběh, který je vyobrazen na (obr. 9.7 a 9.8).

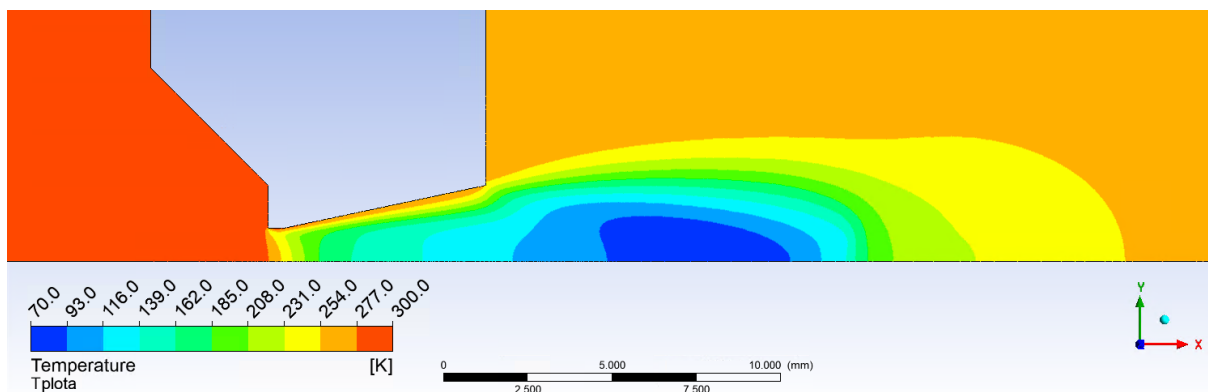


Obr. 9.7 Rozložení Celkového tlaku.

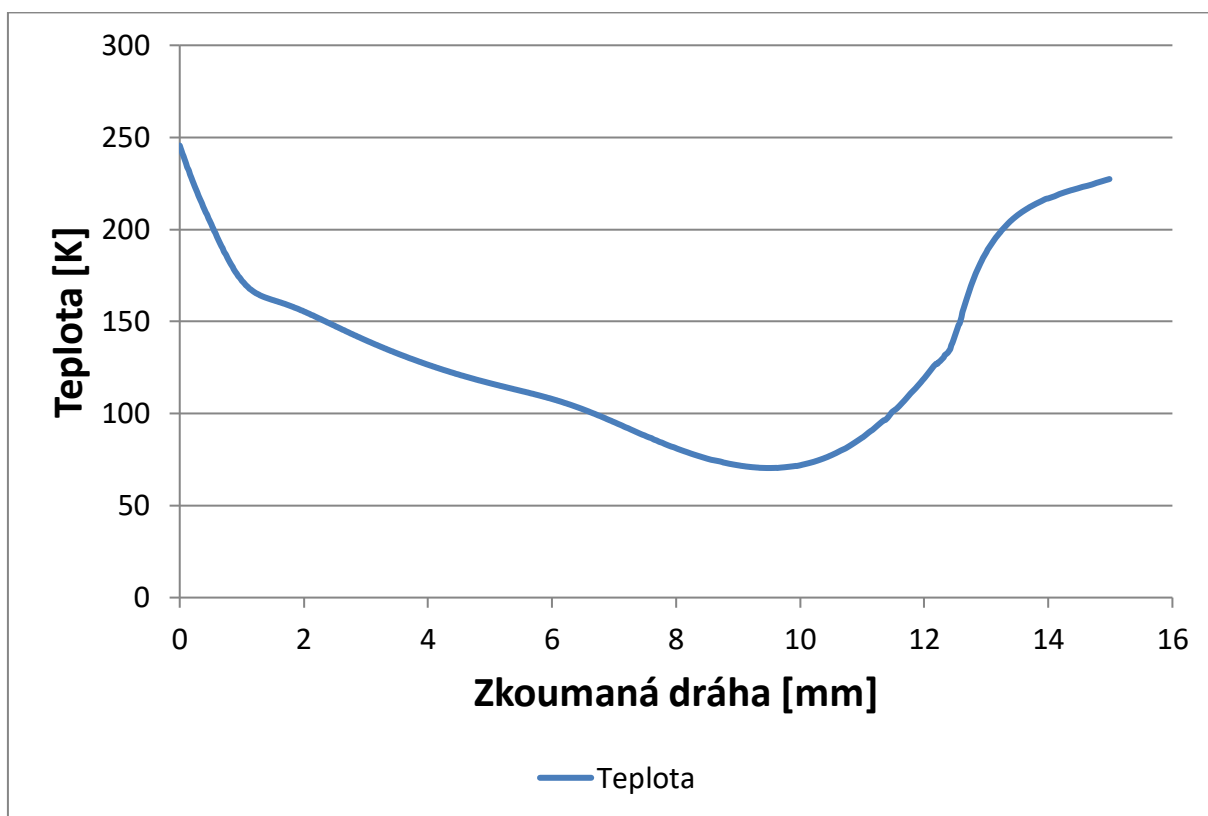


Obr. 9.8 Průběh Celkového tlaku na zkoumané dráze.

Pro přípravu experimentů měření průběhu teplot je potřeba znát i její průběh, který vykazuje prudké snížení teploty v oblasti nadzvukového proudu. Tato skutečnost bude potřeba zohlednit i pro výběr sondy pro kryogenní teploty. Průběh, který je vyobrazen na (obr. 9.9 a 9.10) naznačuje, ve kterých snímaných místech bude potřeba zajistit sondy vhodné pro kryogenní režim.

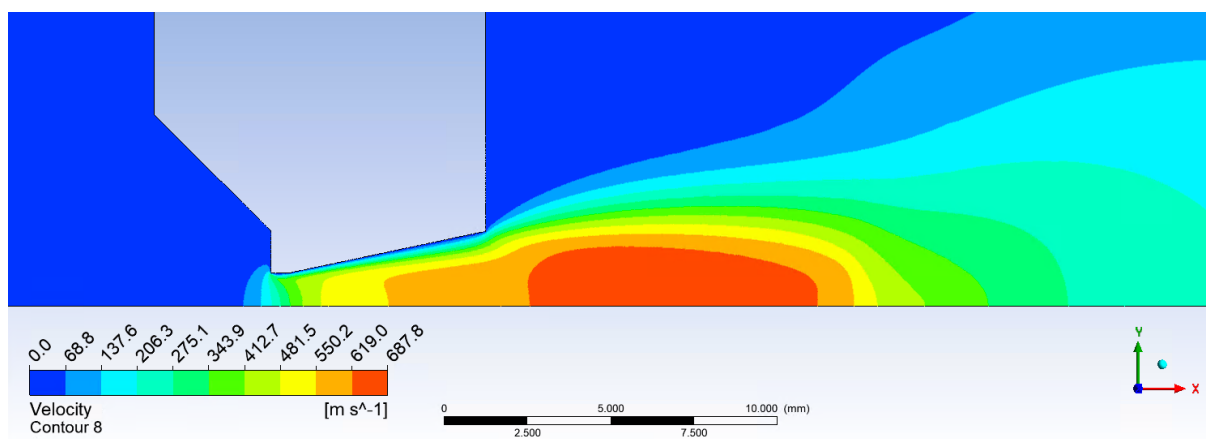


Obr. 9.9 Rozložení Teploty.

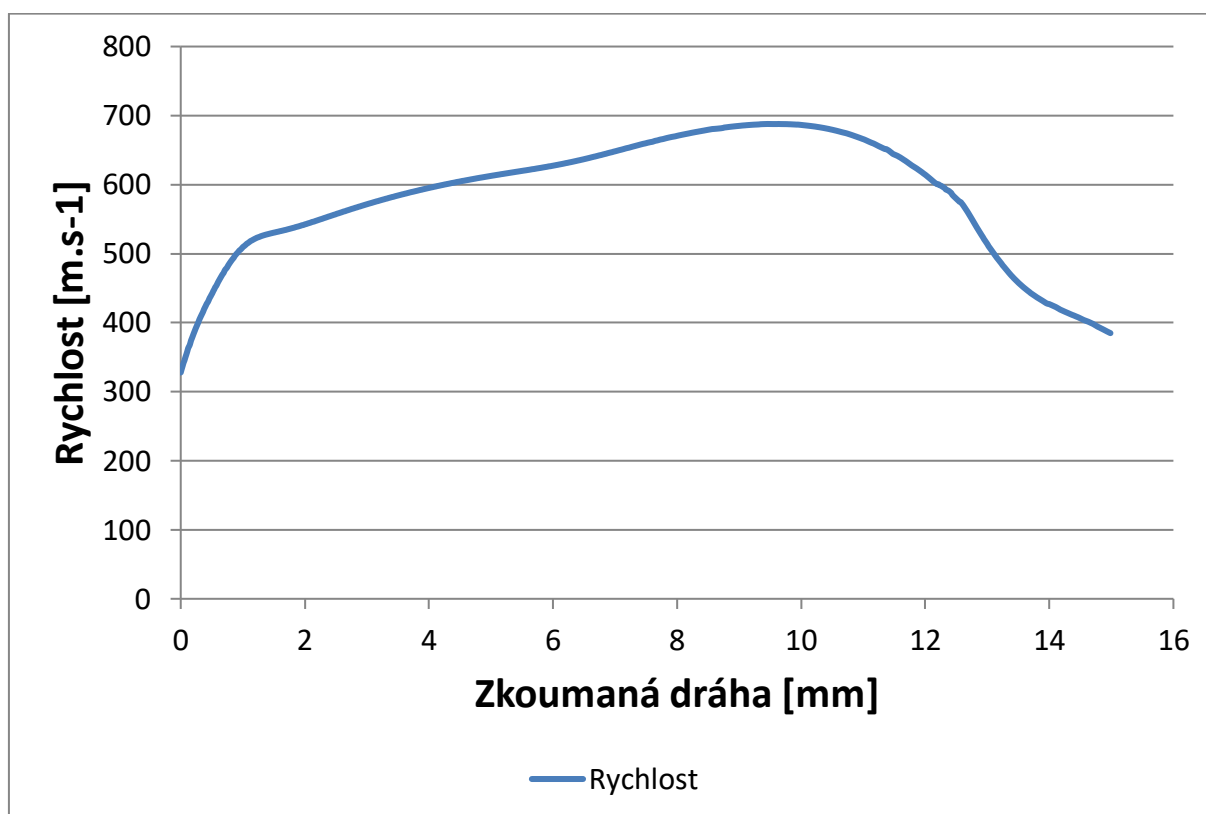


Obr. 9.10 Průběh Celkového tlaku na zkoumané dráze.

Kromě Machova čísla byl stanoven i průběh rychlosti v dané komoře (obr. 9.11 a 9.12).

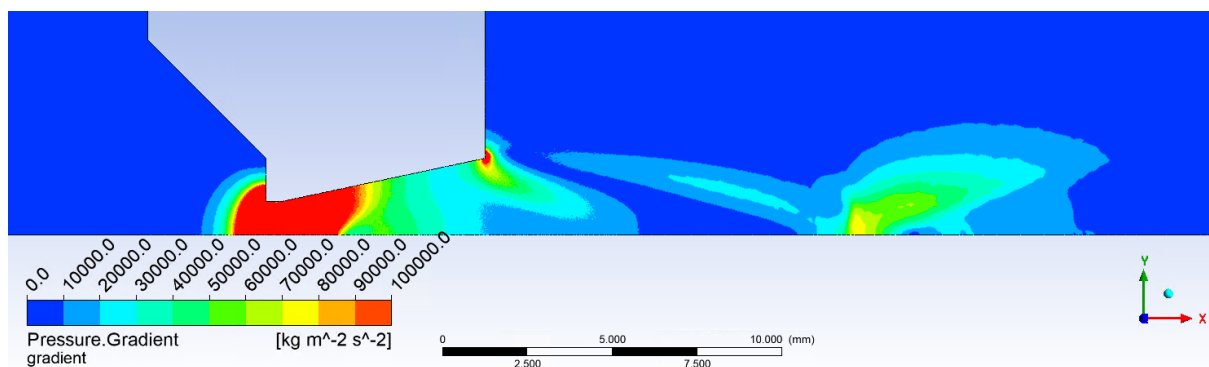


Obr. 9.11 Rozložení rychlosti.



Obr. 9.12 Průběh Rychlosti na zkoumané dráze.

Pro připravovaný experiment pomocí optických metod pro sledování rázových vln bylo potřeba stanovit i předpokládaný gradient tlaku, který je zobrazen na (obr. 9.13).



Obr. 9.13 Rozložení gradientu tlaku.

10 Specifikum sondy pro statický tlak

Jak bylo uvedeno, vzhledem k malým rozměrům komory, je nutné sondu pro celkový a statický tlak konstruovat zvlášť. Tato kapitola byla zpracována na základě práce, pod mým dohledem, středoškolské studentky Anny Maxové. Jejím úkolem bylo nastudovat, zmapovat a provést některé z analýz statické sondy potřebné před vlastní výrobou a experimenty.

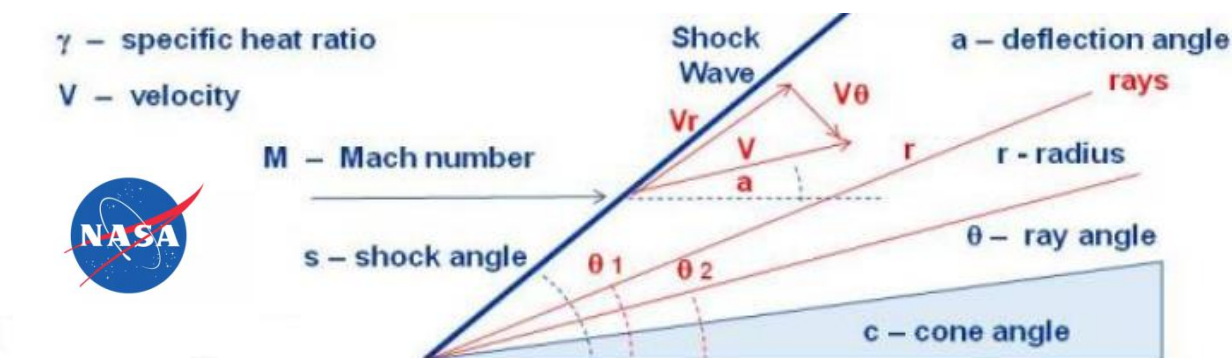
Při nadzvukovém režimu ($M > 1$) se před čelem Pitotovy trubice tvoří rázová vlna. Každá rázová vlna je charakteristická tím, že při jejím přechodu se v plynu skokově mění hodnoty tlaku, hustoty a teploty. Velikost skoku závisí na tom, o jaký typ rázové vlny se jedná. Rázová vlna může nabývat dvou základních tvarů, a to:

1. šikmá
2. kolmá – odtržená rázová vlna.

Šikmá rázová vlna za sebou nevykazuje tak velké změny stavových veličin, a tedy takovou tlakovou ztrátu (změnu ovlivňující snímanou veličinu) jako má kolmá – odtržená rázová vlna.

Sonda pro statický tlak oproti sondě pro celkový tlak, která hodnoty snímá z čela sondy, snímá hodnotu tlaku ze svého boku. V tom případě, kdyby sonda byla konstruována s kolmým čelem, na kterém by došlo ke vzniku kolmé rázové vlny, by za touto rázovou vlnou docházelo k velkým skokovým změnám tlaku, a tak by došlo ke zkreslení výsledků: u sondy statického tlaku by byl změřen nižší tlak, než je skutečnost, a tím by byl výpočet rychlosti zkreslen. Je třeba tedy konstruovat statickou sondu tak, aby za jejím čelem vznikala šikmá rázová vlna, za kterou nedochází k velkým skokovým změnám. To je možné docílit správně navoleným hrotem na čele sondy.

Na tvar rázové vlny má vliv poměr Machova čísla k úhlu hrotu statické sondy. Jak ostrý má být volen hrot vychází z Taylor-McColl teorie, která uvádí vztah mezi Machovým číslem a úhlem hrotu sondy (obr. 10.1).

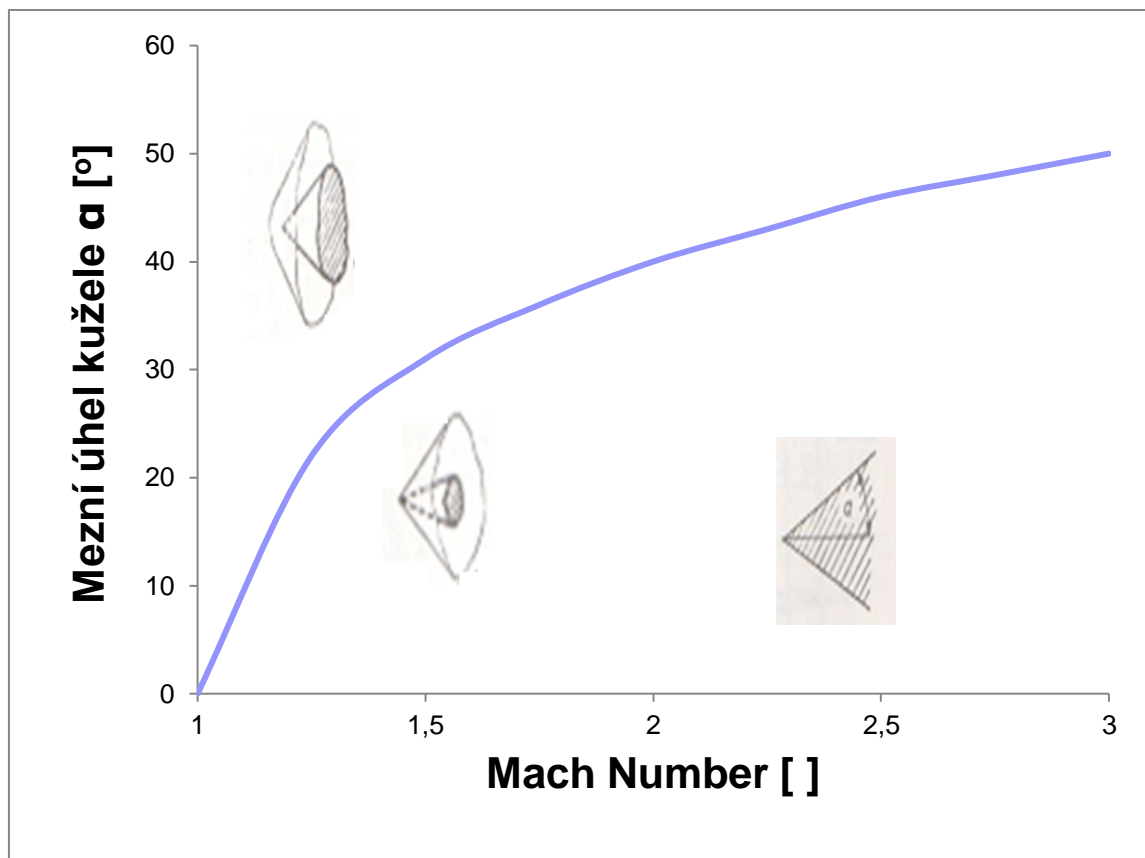


Obr. 10.1 Taylor-McCall teorie¹²

$$\frac{\gamma-1}{2} \left[1 - v_r^2 - \left(\frac{dv_r}{d\theta} \right)^2 \right] \left[2v_r + \cot\theta \frac{dv_r}{d\theta} + \frac{d^2v_r}{d\theta^2} \right] - \frac{dv_r}{d\theta} \left[v_r \frac{dv_r}{d\theta} + \frac{dv_r}{d\theta} \frac{d^2v_r}{d\theta^2} \right] = 0 \quad (21)$$

Tuto závislost je možné vynést do grafu, ze kterého je patrné, od jakých hodnot Machova čísla a úhlu hrotu dochází k odtržení šikmé rázové vlny od hrotu sondy, což má za následek vznik kolmé rázové vlny (obr. 10.2).

¹² <https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/coneflow.html>



Obr. 10.2 Závislost Machova čísla na úhlu kužele sondy [11]

Institut Virginia Tech pro tuto teorii zpracoval kalkulátor, který také zahrnuje teorii jednorozměrného proudění pojednávající o změnách veličin Machova čísla, statického tlaku, celkového tlaku, hustoty a teploty proudícího plynu při průchodu šikmou rázovou vlnou [12]. (obr. 10.3). Tyto vztahy jednorozměrového proudění pro šikmou a kolmou rázovou vlnu budou uvedeny dále.

Machovo číslo před šikmou rázovou vlnou

Úhel kužele sondy

Poissonova konstanta

Conical Shock Relations Perfect Gas, Gamma = 1.4, angles in degrees

INPUT: M1 = 2.43 Cone angle = 33 Calculate

$M_c =$	1.40758458	Cone ang. =	33	Wave ang. =	46.7088995	Shock turn ang. =	22.0219915
$p_2/p_1 =$	3.48320878	$p_{02}/p_{01} =$	0.82643780	$\rho_{02}/\rho_{01} =$	2.30926611	$T_2/T_1 =$	1.50836179
$p_c/p_1 =$	3.93649999	$p_{0c}/p_{01} =$	0.82643780	$\rho_{0c}/\rho_{01} =$	2.52013913	$T_c/T_1 =$	1.56201693

Úhel šikmé rázové vlny

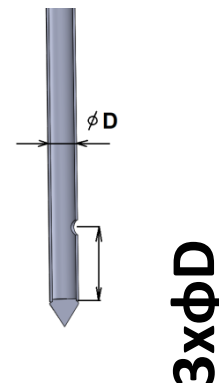
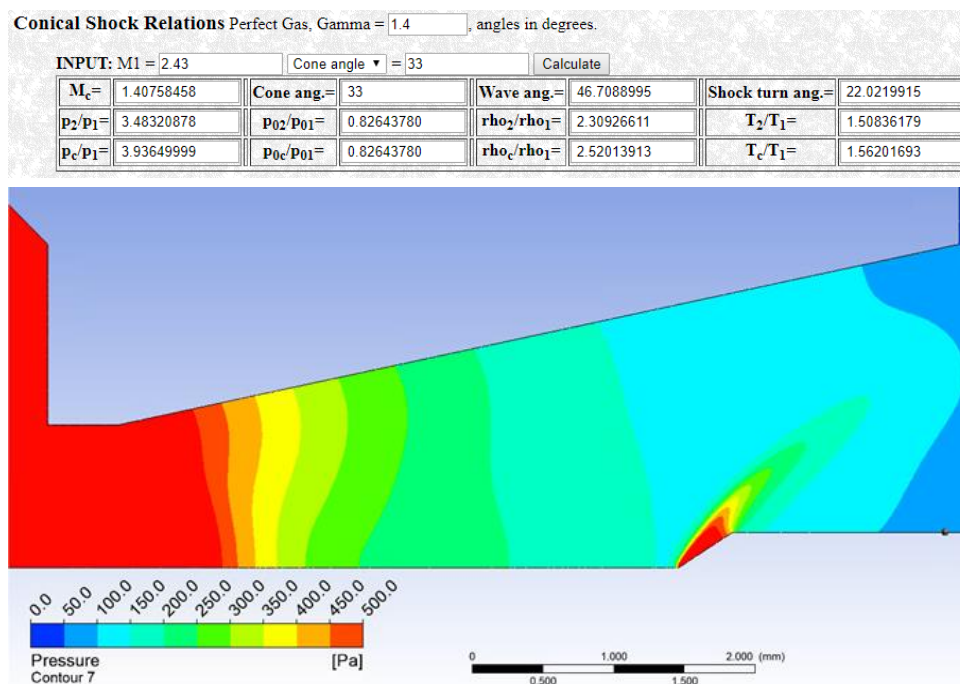
Statických tlaků Celkových tlaků Hustot Teplot

Poměry hodnot před a za rázovou vlnou

Obr. 10.3 Kalkulátor teorie jedno rozměrového proudění

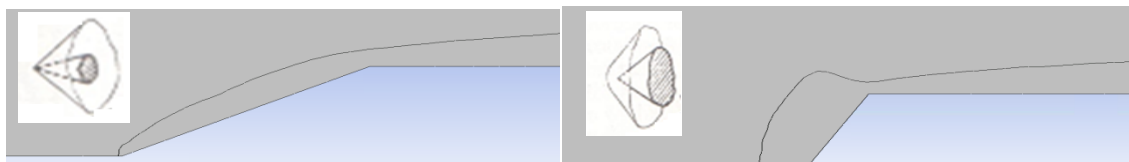
10.1 Praktická ukázka řešení kužele u statické sondy.

Ukázka výsledku analýzy v systému Ansys Fluent pro zvolený úhel 33 stupňů s patrnou šikmou rázovou vlnou. Místo snímání statického tlaku je označeno červeným bodem ve vzdálenosti $3 \times$ průměr trubice. Tato vzdálenost je obvykle používána podle daných podmínek [13].



Obr. 10.4 Rozložení Statického tlaku – šikmá rázová vlna

Při zvětšování úhlu dochází od určité hranice závislé na Machově čísle k odtržení rázové vlny. Na dalších obrázcích je srovnání vlevo šikmé rázové vlny vycházející od hrotu sondy a vpravo odtržené – kolmé rázové vlny.



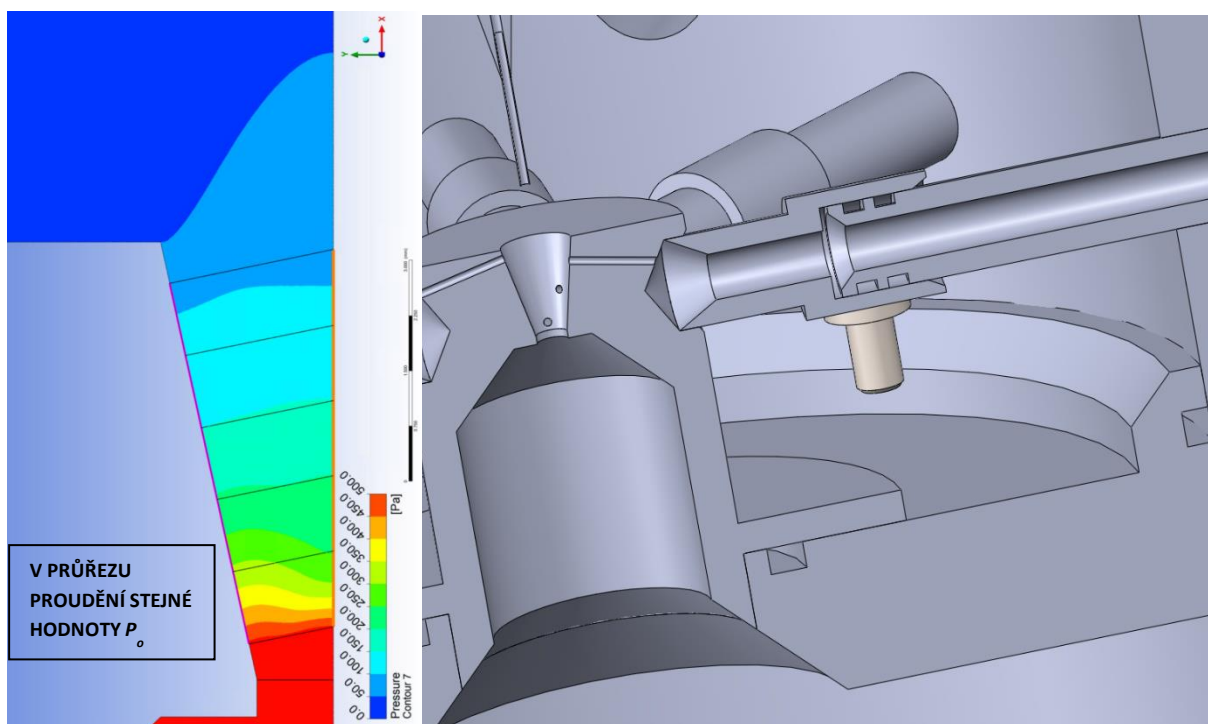
Obr. 10.5 Šikmá rázová vlna (vlevo) a kolmá rázová vlna (vpravo)

Z konstrukčních důvodů nelze statickou sondu zasunout příliš hluboko, aby nedošlo k přiškrtnutí proudu plynu a tak ke zkreslení výsledků. Klasickou statickou sondu bude možné použít od vzdálenosti hrotu k cloně cca 3.3 mm. To znamená možnost měřit průběh statického tlaku měřícím otvorem v sondě na boku nad dýzou v prostoru komory. Podle analýz z kapitoly 10 a prostudování zde uvedené teorie jsem zvolila úhel 33°.

11 Snímání statického tlaku podle Prandtlovy teorie

Jak tedy bylo uvedeno, klasická sonda Pitotovy trubice pro statický tlak neumožňuje, vzhledem k malým rozměrům, snímat tlak v samotné dýze, ale jen nad dýzou.

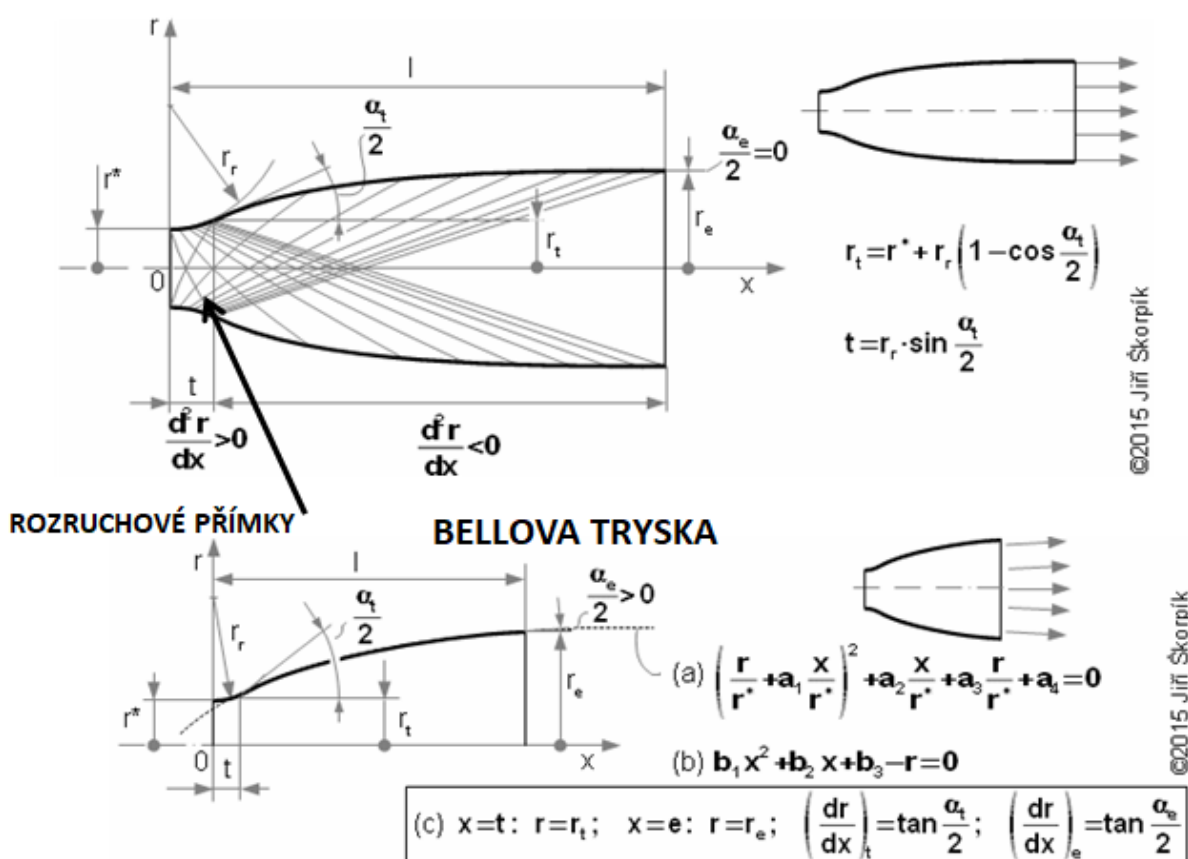
Proto bylo přistoupeno k vytvoření ještě další metody měření, a to sejmutí statického tlaku pomocí malých otvorů spirálovitě umístěných po obvodu výstupu dýzy na základě Prandtlovy teorie, která říká, že rozložení statického tlaku v průřezu proudění má stejné hodnoty. To platí například v rovnoměrném proudění v trubce. V nadzvukovém proudění za dýzou dochází k expanzi plynu, takže použití této Prandtlovy teorie předpokládá přesný tvar dýzy na základě výpočtového průřezu (obr. 11.1).



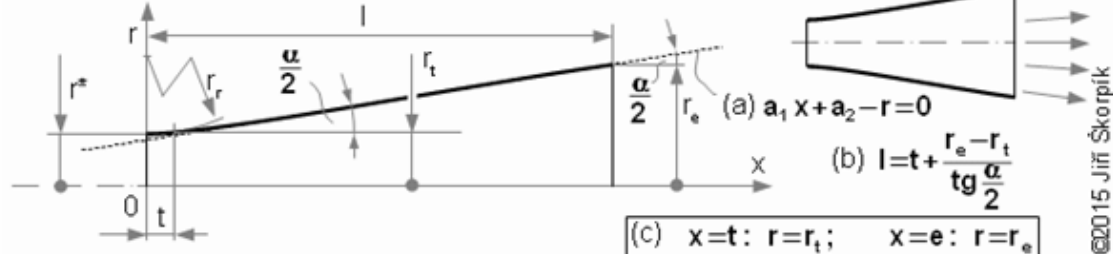
Obr. 11.1 Tvar kuželové Lavalovy dýzy pro využití Prandtlovy teorie

Nejpřesnější tvar kopírující expanzi plynu je Lavalova dýza. Tu je možné konstruovat třemi způsoby: metodou charakteristik, lineárním tvarem nebo Bellovou tryskou [14]. Vzhledem k technologii výroby je nejvýhodnější konstrukce na základě lineárního tvaru (obr. 11.1 a 11.2).

TVAR LAVALOVY TRYSKY METODOU CHARAKTERISTIK



LINEÁRNÍ TVARY LAVALOVÝCH TRYSEK



Obr. 11.2 Typy Lavalových dýz

Výpočet rozměrů expanze plynu, ze kterého tvar Lavalovy dýzy vychází, byl stanoven na základě fyziky isentropického jednorozměrného proudění. Vycházeli jsme ze vztahů, které stanoví poměry tlaků, hustoty, rychlosti, teploty a Machova čísla mezi prostředím vstupujícím do dýzy, v dýze a ve výpočtovém průřezu expanze za dýzou [15].

Pro isentropické proudění platí vztahy:

$$\frac{v_v}{v_{kr}} = \left[\frac{(\chi+1)M^2}{2+(\chi-1)M^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

$$\frac{v_v}{v_o} = \left[\frac{2}{2+(\chi-1)M^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

$$\frac{T_v}{T_o} = \frac{2}{2+(\chi-1)M^2} \quad (24)$$

$$\frac{p_v}{p_o} = \left[\frac{2}{2+(\chi-1)M^2} \right]^{\frac{\chi}{\chi-1}} \quad (25)$$

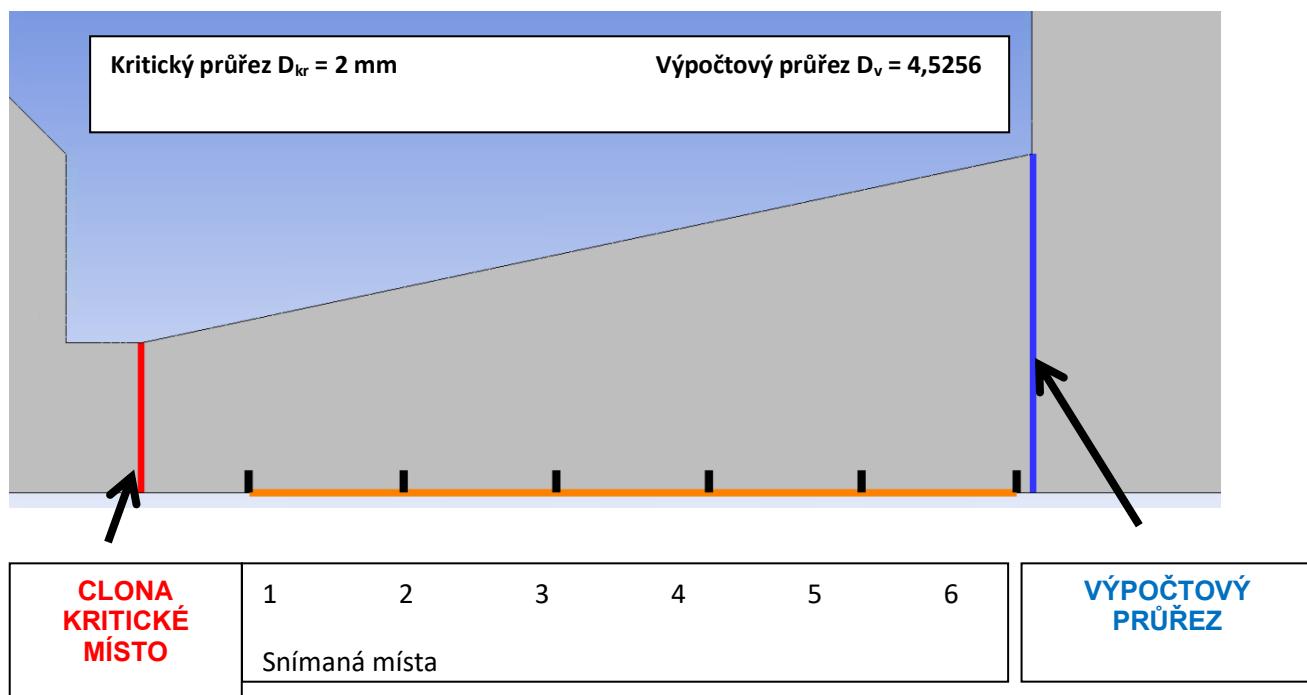
$$\frac{\rho_v}{\rho_o} = \left[\frac{2}{2+(\chi-1)M^2} \right]^{\frac{1}{\chi-1}} \quad (26)$$

$$\frac{\rho_v}{\rho_{kr}} = \frac{A_{kr}}{A} = M \left[\frac{\chi+1}{2+(\chi-1)M^2} \right]^{\frac{1}{2(\chi-1)}} \quad (27)$$

Kde:

p_o – vstupní tlak, p_v – výstupní tlak, T_o – vstupní teplota, T_v – výstupní teplota, v_o – vstupní rychlost, v_v – výstupní rychlost, v_{kr} – kritická rychlost, ρ_o – vstupní hustota, ρ_v – výstupní hustota, M – Machovo číslo, χ – plynová konstanta= 1,14, A – výpočtový průřez, A_{kr} – kritický průřez.

Na základě těchto výpočtů byl stanoven tento A – výpočtový průřez Lavalovy dýzy. V této dýze budeme snímat sondami umístěnými v ose teplotu a celkový tlak v těchto 6 bodech (Obr. 11.3) a podle Prandtlovy teorie ze stěn Statický tlak, který by v průmětu měl být stejný jako na ose.



Obr. 11.3 Snímané body

Z uvedených vztahů pro poměr tlaků $p_o=2000$ Pa a $p_v=40$ Pa vychází následující výsledky uvedené v tab. 11.1:

Tabulka 11.1 Hodnoty v kritickém a výstupním průřezu

Mach Number	Rychlost výstupní/rychlost kritická	Rychlost výstupní/rychlost vstupní	Teplota výstupní/teplota vstupní	Tlak výstupní/tlak vstupní	Hustota výstupní/hustota vstupní	Hustota výstupní/hustota vstupní
M_v	v_v/v_{kr}	v_v/v_o	T_v/T_o	p_v/p_o	ρ_v/ρ_o	ρ_v/ρ_{kr}
2.7	2.0078	0.5728	0.41	0.0435	0.11	0.3263

Dále je určena rychlost zvuku na vstupu v_o v daném prostředí 346.7 m.s^{-1} ze vztahu:

$$v_o = \sqrt{\chi RT_o} \quad (28)$$

Kde:

R – univerzální plynová konstanta, $T_o = 297.15 \text{ K}$.

V tabulce 11.1 je dán poměr $v_v/v_o = 0.5728$. Pomocí vztahu je možné určit hodnotu $v_v = 600.1 \text{ m.s}^{-1}$.

Podobně určíme hustotu plynu na vstupu ρ_o v hodnotě 0.0235 kg.m^{-3} ze vztahu:

$$\rho_o = \frac{p_o}{RT_o} \quad (29)$$

V tab.11.1 je dán poměr výstupní a vstupní hustoty ρ_v/ρ_o hodnotou 0.0617. Potom je možné stanovit hodnotu výstupní hustoty ρ_v , která vychází na 0.0026 kg.m^{-3} .

Podobně z poměru teplot na výstupu a vstupu, kde $T_o = 297.15 \text{ K}$ určíme teplotu na výstupu $T_v = 122.2 \text{ K}$.

Po uvedených matematicko – fyzikálních analýzách v systému Ansys jsme provedli zpětnou kontrolu podle teorie jednorozměrného proudění pro výpočtový průřez a teoreticky vypočtené hodnoty jsme porovnali s hodnotami získanými ze systému Ansys Fluent. Chyby měření v tomto případě jsou minimální.

Hodnoty v_v , ρ_o , ρ_v , T_v byly použity jako kontrolní hodnoty pro výsledky získanými pomocí systému Ansys Fluent (Tab. 11.2)

Tabulka 11.2 Srovnání výsledků systému Ansys s teorií jedno rozměrového proudění

	Teoretická hodnota	ANSYS Fluent	Chyba
Machovo číslo []	2,7	2,69	0,3
Hustota [kg.m-3]	0,0026	0,0024	7,7
Rychlost [m.s-1]	600,1	603,8	0,6
Teplota [K]	122,2	121,6	0,5

Nyní bylo možné stanovit hodnotu velikosti rozevření dýzy, takzvaný výpočtový průřez, kde platí dle Prandtlovy teorie, že by statický tlak byl ve stejném průřezu stejný.

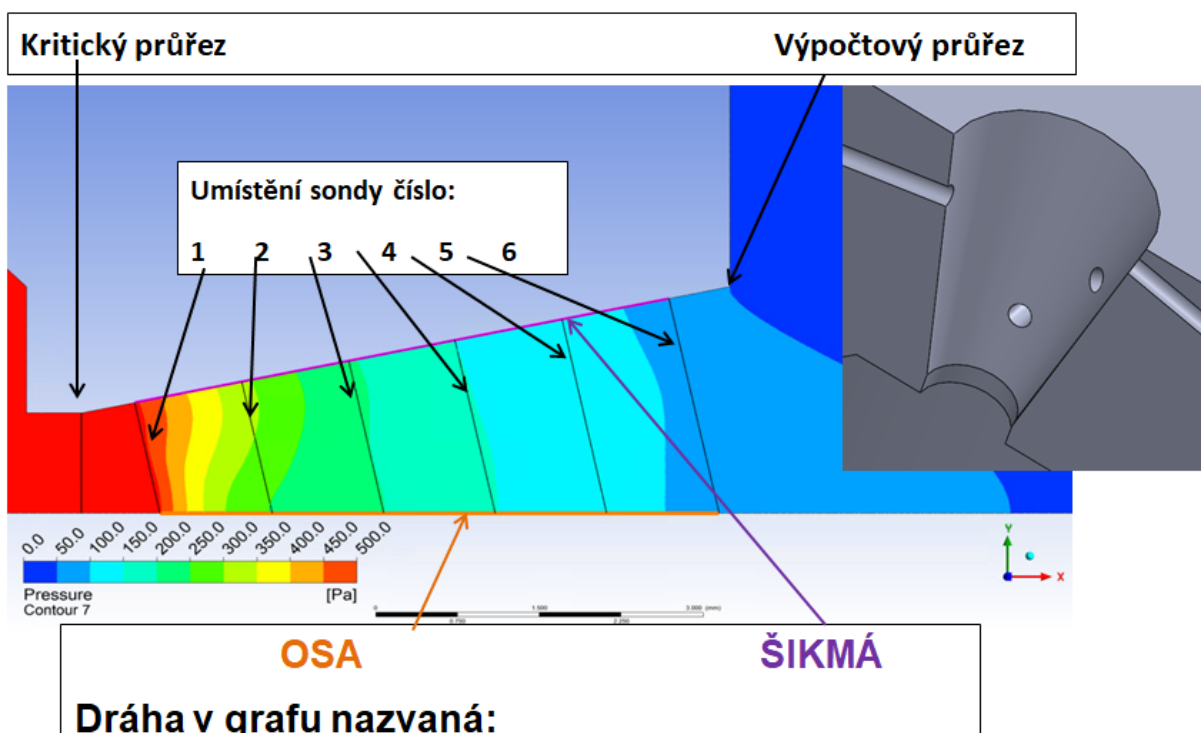
Pro daný poměr hustot ρ_v/ρ_{kr} , který je znám z Tab. 11.1 platí:

$$\frac{\rho_v}{\rho_{kr}} = \frac{A_{kr}}{A_v} = 0,1953 \quad (30)$$

Pro volený případ průměru clony 2 mm je hodnota $A_{kr} = 3.14 \text{ mm}^2$. Z uvedené rovnice vychází výpočtový průřez $A_v = 9.6 \text{ mm}^2$, tedy průměr $D_v = 3.5 \text{ mm}$. Úhel byl volen 12° dle [10].

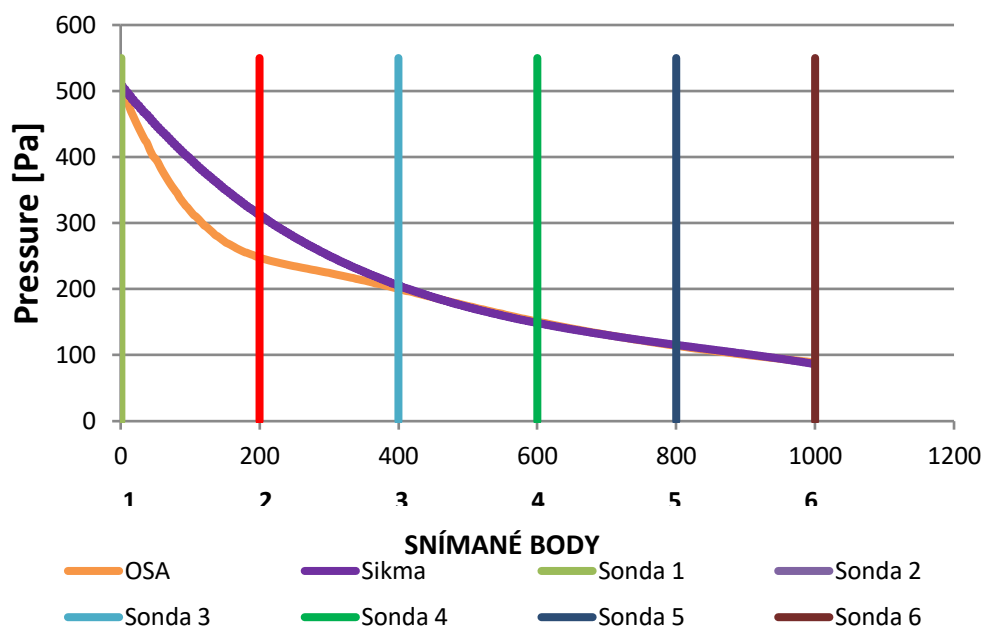
Podle uvedených rozměrů byly provedeny matematicko-fyzikální analýzy pomocí systému Ansys Fluent, které jsou uvedeny v kapitole 9.

Na (obr. 11.4) je vidět, že tyto snímané body byly voleny právě na základě Prandtlovy teorie, kdy po obvodu dýzy byly spirálovitě umístěny otvory, jejichž kolmý průmět směřuje do těchto vybraných bodů. Současně je zde vidět již první výpočet rozložení statického tlaku v dýze. Na rozložení je patrné, že Prandtlova teorie platí. V oblasti druhého snímaného bodu je rozložení mírně pootočené právě z důvodu zvoleného technologicky jednoduššího lineárního tvaru clony.

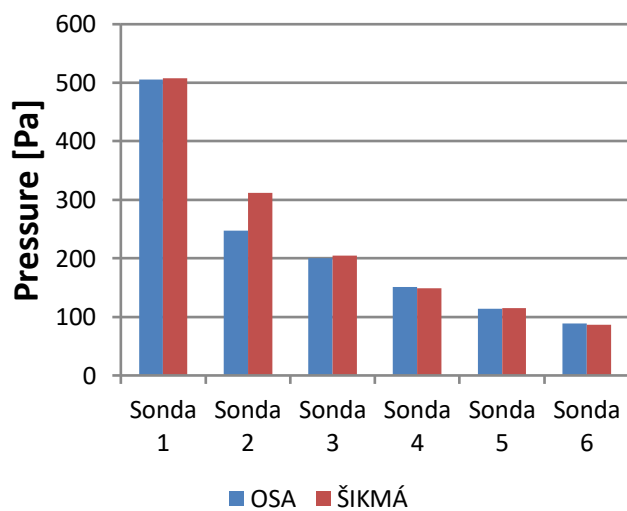


Obr. 11.4. Tvar navržené Lavalovy dýzy

Když se podíváme na srovnání průběhu tlaku, a to v ose proudění a na stěně dýzy, kromě měřeného bodu 2 jsou rozdíly skutečně minimální. Můžeme tedy toto měření použít, jen je nutno počítat, že sonda 2 snímá tlak z místa, které má jiné souřadnice, a celkový tlak bude tedy nutno snímat z daného místa (obr. 11.5).



Obr. 11.5 Rozložení statického tlaku podle Prandtlovy teorie



Obr. 11.6 Srovnání statického tlaku podle Prandtlovy teorie

12 Specifikum sondy pro celkový tlak

U měření celkového tlaku, jak bylo uvedeno, při zasunutí sondy vzniká rázová vlna. Proti statické sondě se u sondy pro celkový tlak nevyhneme kolmé rázové vlně. U ní se skokově mění teplota, hustota a jak celkový, tak statický tlak. I pro tento případ existuje teorie jednorozměrového proudění pro kolmou rázovou vlnu, která dává do závislosti Machovo číslo, rychlost, teplotu, hustotu a jak celkový, tak statický tlak, které vstupují a vystupují z rázové vlny [15].

$$M_2^2 = \frac{2+(\kappa-1)M_1^2}{2\kappa M_1^2-(\kappa-1)} \quad (31)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\kappa-1)}{(\kappa+1)^2} \cdot \frac{1+\kappa M_1^2}{M_1^2} \cdot (M_1^2 - 1) \quad (32)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_1^2 - 1) \quad (33)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{(\kappa+1)M_1^2}{2+(\kappa-1)M_1^2} \quad (34)$$

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_1^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\kappa-1}} \left[\frac{(\kappa+1)M_1^2}{2+(\kappa-1)M_1^2} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (35)$$

$$\frac{p_{02}}{p_1} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_1^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\kappa-1}} \left[\frac{\kappa+1}{2} M_1^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (36)$$

Kde:

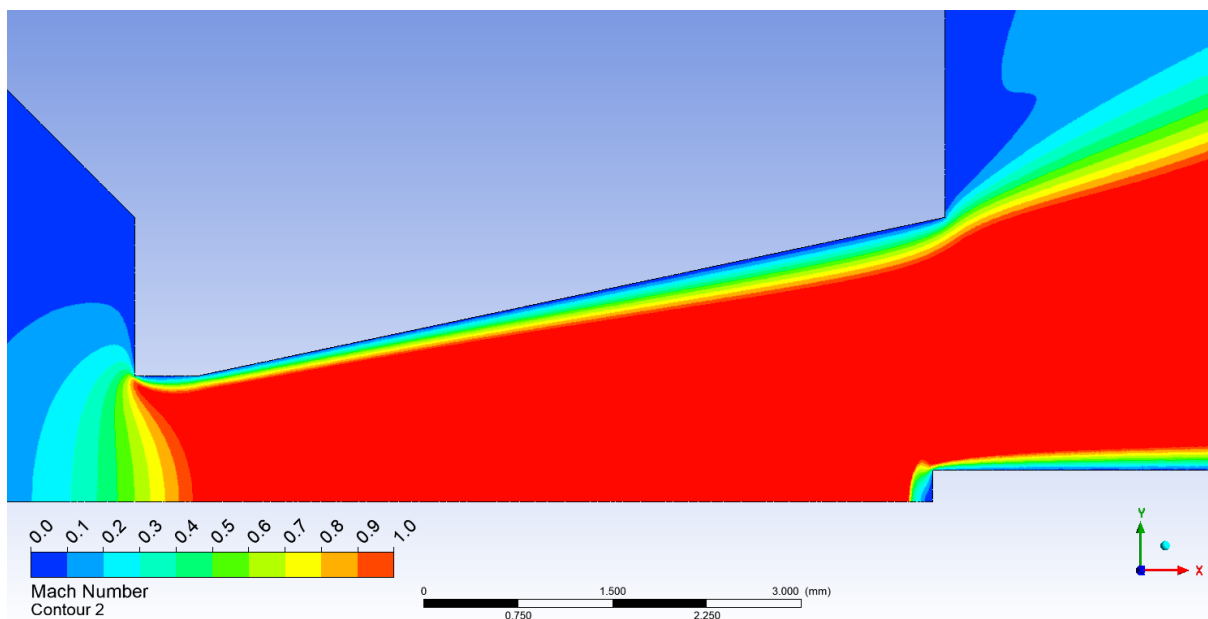
M – Machovo číslo, V – rychlost, T – teplota, P – statický tlak, P_o – celkový tlak, ρ – hustota.

Provedli jsme matematicko-fyzikální analýzu vyhodnocení zasunutí celkové sondy. Opět jsou chyby minimální (Tab. 12.1). To poukazuje na skutečnost, že Ansys počítá i s mezní vrstvou a celý problém bere komplexněji než daná teorie (obr. 12.1).

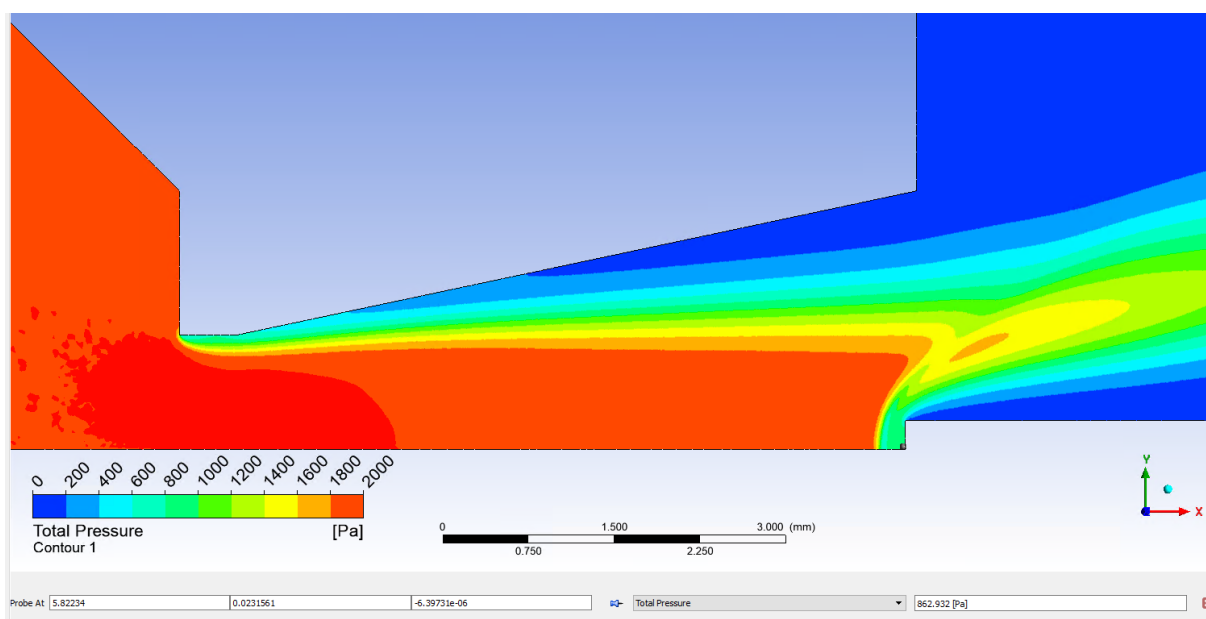
Na (obr. 12.2) je ukázka rozložení celkového tlaku pro snímání bod 6 (obr. 11.3). Podobně byly analyzovány i ostatní body.

Tabulka 12.1 Srovnání výsledků Ansys s teorií jednorozměrového proudění

	Teoretická hodnota	Ansys – Zasunutá sonda	Chyba
Sonda 1	1830,5	1933,4	5,6
Sonda 2	1418,6	1453,9	2,5
Sonda 3	1291,3	1312,9	1,7
Sonda 4	1134	1148,6	1,3
Sonda 5	984,3	997,3	1,3
Sonda 6	861,1	862,9	0,2



Obr. 12.1 Mezní vrstva



Obr. 12.2 Ukázka rozložení Celkového tlaku pro snímaný bod 6

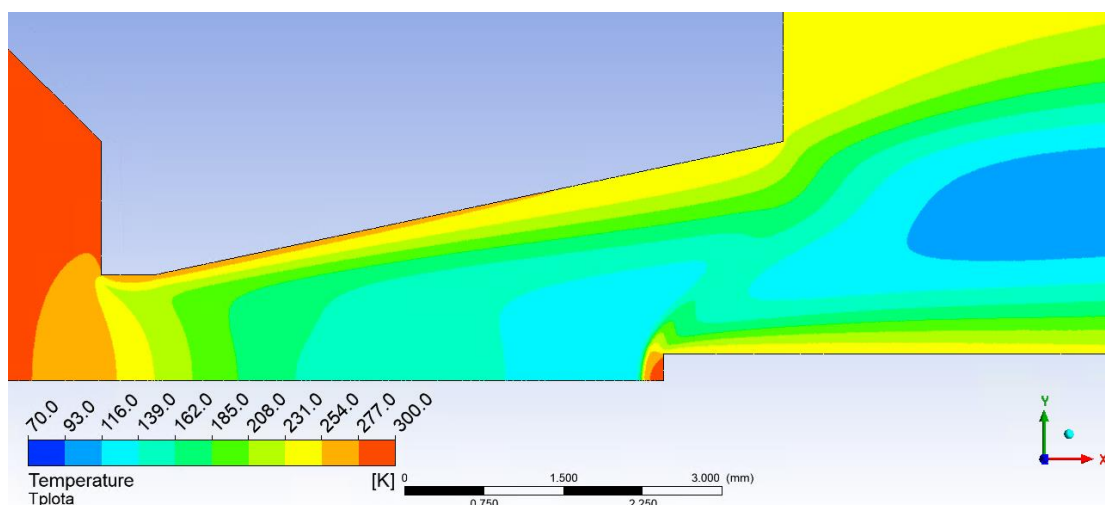
13 Měření teploty

V již zmíněných 6 bodech, budeme dále snímat teplotu. Zde se projevuje podobný problém s rázovou vlnou jako u snímání celkového tlaku. Před sondou dojde ke zbrzdění proudění, a tedy k nárůstu teploty (obr. 13.1.). Sonda snímá stagnační teplotu T_0 , ale hledanou hodnotou je statická teplota, kterou získáme z daného vztahu [16]:

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \quad (37)$$

Kde:

T - statická teplota, T_0 - celková teplota, γ -Poissonova konstanta, M - Machovo číslo.



Obr. 13.1 Rozložení teploty

Opět jsme provedli srovnání mezi výsledky získanými ze systému Ansys Fluent a teorií. Chyby jsou opět minimální (tab. 13.1.). Stejně jako v předchozím případě je největší chyba u sondy 1, která je nejvíc zasunutá, a i když přímo nezaškrcuje průtočný průřez, i tak pravděpodobně ovlivňuje proudění.

Tabulka 13.1 Srovnání výsledků systému Ansys s teorií

	T volné	T sonda	výpočet	chyba
Sonda 1	200,2	277	186,7	6,8
Sonda 2	164	279,3	155,2	5,3
Sonda 3	154,3	280,7	145,9	5,5
Sonda 4	142,1	282,6	135,3	4,8
Sonda 5	131,2	283,8	123,6	5,8
Sonda 6	122,3	283,5	116,9	4,5

14 Závěr

V práci jsou uvedeny výsledky matematicko-fyzikálních analýz a podklady potřebné pro vývoj a konstrukci experimentální komory simulující stav proudění v oblasti clony mezi komorou vzorku a diferenciálně čerpanou komorou v Environmentálním rastrovacím elektronovém mikroskopu.

Vzhledem k tomu, že je v plánu na dané experimentální komoře provést měření tlaků, rychlosti a teploty proudění v dané oblasti nadzvukového proudění v nízkých tlacích, bylo nutné provést matematicko-fyzikální analýzy komory pro určení finálního tvaru Lavalovy dýzy podle Prandtlovy teorie, neboť z důvodu malých rozměrů není možné použít v celém rozsahu měření klasickou Pitotovou trubicí.

Dále bylo nutné vyhodnotit stav proudění v dýze a za dýzou pro stanovení tvaru, umístění a typu Pitotovy trubice, snímačů tlaku a teploty.

Výsledky analýz byly také podkladem pro výběr typu absolutních a diferenčních tlakových sond a pro teplotní sondy s ohledem na kryogenní režim.

Bez informací získaných výše uvedenými analýzami by bylo nutné provést několik časově i finančně nákladných experimentů.

Seznam použité literatury

- [1] NEBESÁŘOVÁ, J. Elektronová mikroskopie pro biology [online]. České Budějovice, 2001 [cit. 2017-07-25]. Dostupné z: <http://triton.paru.cas.cz/old-lem/book/Podkap/1.0.html>
- [2] ŠAFÁŘOVÁ, K. Transmisní elektronová mikroskopie. [online]. Olomouc, 2008 [cit. 2015-08-07]. Dostupné z: <http://atmilab.upol.cz/texty/TEM-teorie.pdf>. Univerzita Palackého v Olomouci.
- [3] ŠAFÁŘOVÁ, K. Skenovací (rastrovací) elektronová mikroskopie. [online]. 2009 [cit. 2017-07-31]. Dostupné z: http://nanosystemy.upol.cz/download/2009/12-ws/safarova_sem.pdf
- [4] JÄGER, V.; GÄRTNEROVÁ, V. Elektronovým mikroskopem do nitra materiálů aneb jak vypadá jejich struktura. [online]. 2008 [cit. 2017-08-01]. Dostupné z: <http://www.fzu.cz/popularizace/elektronovym-mikroskopem-do-nitra-materialu-aneb-jak-vypada-jejich-struktura>
- [5] HLAVATÁ, P. Analýza proudění plynu v experimentální komoře diferenciálního čerpání. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018. 94 s. Vedoucí bakalářské práce doc. Ing. Mgr. Jiří Maxa, Ph.D.
- [6] NEDĚLA, V. Detekce signálních elektronů v prostředí vysokého tlaku plynů environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. Brno : 2006. Doktorská práce. FEKT VUT.
- [7] DANILATOS, GD., Velocity and ejector-jet assisted differential pumping, Novel design stages for environmental SEM. Micron, 2012, vol. 43, no. 5, p. 600-611.
- [8] DANILATOS, GD., Optimum beam transfer in the environmental scanning electron microscope, Journal of Microscopy, Vol. 234, Pt 1 2009, pp. 26–37 Received 7 April 2008; accepted 30 October 2008
- [9] MAXA, J.; BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P.; LEPLTOVÁ, K. Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. Advances in Military Technology, vol. 11, no. 2, p. 143-150. ISSN: 1802-2308. (2016).
- [10] SRÁŽKY MOLEKUL, STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA [online]. [cit. 2017-08-22]. Dostupné z: http://web.natur.cuni.cz/~zuskova/ktp_2_so.pdf
- [11] DANĚK, M. Aerodynamika a mechanika letu, p. 83, VVLŠ SNP, Košice (1990).
- [12] COMPRESSIBLE AERODYNAMICS CALCULATOR 3.0 [online]. Virginia, 2014 [cit. 2018-04-16]. Dostupné z: <http://www.dept.aoe.vt.edu/~devenpor/aoe3114/calc.html>
- [13] BRYER, D. W.; PANKHURST, R. C. Pressure-probe methods for determining wind speed and flow direction. London : Her Majesty's Stationery Office : 1971
- [14] ŠKORPÍK, J. Proudění plynů a par tryskami, Transformační technologie. 2006-02, [last updated 2018-04-10]. Brno: Jiří Škorpík, [on-line] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293.
- [15] SALGA, J.; HOŘENÍ, B. Tabulky proudění plynu. UNOB Brno : 1997
- [16] URUBA, V. Metody analýzy signálů při studiu nestacionárních jevů v proudících tekutinách. p. 58, ČVUT, Praha (2006)
- [17] MAXA, J.; NEDĚLA, V. The Impact of Critical Flow on the Primary Electron Beam Passage through Differentially Pumped Chamber. Advances in Military Technology, , vol. 6, no. 1, p. 39-46. ISSN 1802-2308, (2011).

- [18] DEJČ, M. J. Technická dynamika plynů. SNTL : 1967
- [19] URUBA, V. Turbulence. Praha, 2009, 141 s. Skriptum. ČVUT v Praze, Fakulta strojní.
- [20] KOZUBKOVÁ, M.; BLEJCHAŘ, T.; BOJKO, M. Modelování přenosu tepla, hmoty a hybnosti. Ostrava : 2011. Skriptum. Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava.
- [21] POČÍTAČOVÁ DYNAMIKA TEKUTIN, CFD. Ústav chemického inženýrství [online]. Praha, 2007 [cit. 2017-08-21]. Dostupné z: <https://old.vscht.cz/uchi/ped/cfd/>
- [22] ZÁCHA, P. Fluent. Praha : 2014. Učební text. České vysoké učení technické v Praze.